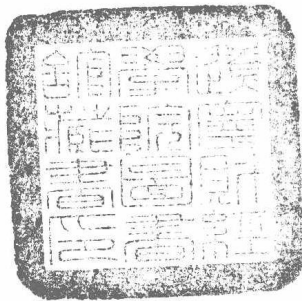




ИЗДАТЕЛЬСТВО
« СОВЕТСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ »

ЭНЦИКЛОПЕДИИ
СЛОВАРИ
СПРАВОЧНИКИ

НАУЧНЫЙ СОВЕТ ИЗДАТЕЛЬСТВА

А. П. АЛЕКСАНДРОВ, А. А. АРЗУМАНЯН, А. В. АРЦИХОВСКИЙ,
Н. В. БАРАНОВ, А. А. БЛАГОНРАВОВ, Н. Н. БОГОЛЮБОВ,
Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ (председатель Научного совета), Б. М. ВУЛ,
Г. Н. ГОЛИКОВ, И. Л. КНУНЯНЦ, Ф. В. КОНСТАНТИНОВ,
Б. В. КУКАРКИН, Ф. Н. ПЕТРОВ, В. М. ПОЛЕВОЙ, А. И. РЕВИН
(заместитель председателя Научного совета), Н. М. СИСАКЯН,
А. А. СУРКОВ, Л. С. ШАУМЯН (заместитель председателя Научного
совета)

МОСКВА . 1965

ФИЗИЧЕСКИЙ ЭНЦИКЛОПЕДИЧЕСКИЙ СЛОВАРЬ

ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ

А. М. БАЛДИН, Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ (главный редактор), С. В. ВОНСОВСКИЙ,
Б. М. ВУЛ (главный редактор), М. Д. ГАЛАНИН, Д. В. ЗЕРНОВ, А. Ю. ИШЛИН-
СКИЙ, П. Л. КАПИЦА, Н. А. КАПЦОВ, М. С. КОЗОДАЕВ, В. Г. ЛЕВИЧ,
Л. Г. ЛОЙЦЯНСКИЙ, С. Ю. ЛУКЬЯНОВ, В. И. МАЛЫШЕВ, В. В. МИГУЛИН,
П. А. РЕВИНДЕР, Я. К. СЫРКИН, С. М. ТАРГ, С. В. ТЯБЛИКОВ, Е. Л. ФЕЙН-
БЕРГ, С. Э. ХАЙКИН, Р. Я. ШТЕЙНМАН (заместитель главного редактора),
А. В. ШУБНИКОВ

ТОМ ЧЕТВЕРТЫЙ

Пинч-эффект — Спайность минералов

ИЗДАТЕЛЬСТВО «СОВЕТСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ»

РЕДАКЦИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ЭНЦИКЛОПЕДИЧЕСКОГО СЛОВАРЯ

РЕДАКТОРЫ ОТДЕЛОВ И ПОДОТДЕЛОВ

Механика. Члены редакционной коллегии: А. Ю. ИШЛИНСКИЙ (теория упругости и пластичности), Л. Г. ЛЮИЦЫНСКИЙ (гидроаэромеханика), С. М. ТАРГ (теоретическая механика). Научный редактор И. Б. НАЙДЕНОВА.

Электричество и магнетизм. Члены редакционной коллегии: С. В. ВОНСОВСКИЙ (физика магнитных явлений), Б. М. ВУЛ (общие вопросы электричества, диэлектрики), Д. В. ЗЕРНОВ (электронные и ионные приборы), С. Ю. ЛУКЬЯНОВ (электроника). Редактор-консультант Л. А. ЖЕКУЛИН (электротехника). Научные редакторы: С. М. ШАПИРО (общие вопросы электричества, электротехника, электронные и ионные приборы), Ю. Н. ДРОЖЖИН (магнетизм, электрические измерения), М. Н. ФЛЕРОВА (диэлектрики, электроника).

Полупроводники и полупроводниковые приборы. Член редакционной коллегии Б. М. ВУЛ. Научный редактор С. М. ШАПИРО.

Теория колебаний. Член редакционной коллегии С. Э. ХАЙКИН. Научный редактор И. Б. НАЙДЕНОВА.

Акустика. Редактор-консультант И. П. ГОЛЯМИНА. Научный редактор И. Б. НАЙДЕНОВА.

Радиофизика, радиоастрономия и радиотехника. Члены редакционной коллегии: Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ, В. В. МИГУЛИН, С. Э. ХАЙКИН. Научный редактор С. М. ШАПИРО.

Автоматическое регулирование и управление. Редактор-консультант М. А. АЙЗЕРМАН. Научный редактор Н. Г. СЕМАШКО.

Оптика. Члены редакционной коллегии: М. Д. ГАЛАНИН (физическая оптика), В. И. МАЛЫШЕВ (прикладная оптика). Редакторы-консультанты: Ю. Н. ГОРОХОВСКИЙ (фотография), Н. Д. НЮБЕРГ (физиологическая оптика), Г. Г. СЛЮСАРЕВ (геометрическая оптика). Научные редакторы: С. А. КОРДЮКОВА (молекулярная оптика, спектроскопия, фотография, физиологическая оптика), И. Б. НАЙДЕНОВА (геометрическая оптика, оптические приборы), Ю. Н. ДРОЖЖИН (волновая оптика, оптические приборы).

Атомная и ядерная физика. Члены редакционной коллегии: А. М. БАЛДИН (физика элементарных частиц), М. С. КОЗОДАЕВ (ядерная физика), С. Ю. ЛУКЬЯНОВ (атомная физика). Редакторы-консультанты: М. А. ЕЛЫШЕВИЧ (атомная физика), О. Д. КАЗАЧОВСКИЙ (ядерная энергетика). Научные редакторы: Н. Г. СЕМАШКО (физика элементарных частиц, ускорители), М. Н. ФЛЕРОВА (ядерная физика).

Молекулярная физика. Члены редакционной коллегии: П. А. РЕБИНДЕР (общие вопросы, газы, жидкости, поверхностные явления), А. В. ШУВНИКОВ (кристаллография). Редакторы-консультанты: М. В. ВОЛЬКЕНШТЕЙН (полимеры), Б. Я. ЛЮБОВ (металлофизика). Научные редакторы: Ю. Н. ДРОЖЖИН (общие вопросы, газы, жидкости, фазовые превращения), С. А. КОРДЮКОВА (полимеры), И. Б. НАЙДЕНОВА (физика кристаллов).

Физика плазмы. Редактор-консультант Л. А. АРЦИМОВИЧ, научный редактор М. Н. ФЛЕРОВА.

Физика низких температур. Член редакционной коллегии П. Л. КАПИЦА. Редактор-консультант И. М. ХАЛАТНИКОВ. Научный редактор С. А. КОРДЮКОВА.

Вакуумная техника. Редактор-консультант И. С. РАВИНОВИЧ. Научный редактор С. М. ШАПИРО.

Теоретическая физика. Члены редакционной коллегии: В. Г. ЛЕВИЧ, С. В. ТЯБЛИКОВ (статистическая физика), Е. Л. ФЕЙНБЕРГ (квантовая механика, теория поля, теория относительности). Редактор-консультант И. М. ЛИФИШИЦ (статистическая физика). Научный редактор Н. Г. СЕМАШКО.

Химия. Член редакционной коллегии Я. К. СЫРКИН. Научный редактор С. А. КОРДЮКОВА.

Геофизика. Редакторы-консультанты: В. А. БЕЛИНСКИЙ (метеорология), В. П. ОРЛОВ (земной магнетизм). Научные редакторы: Н. П. ЕРШЫЛЕВ (физика Земли, атмосферная оптика и электричество), И. Б. НАЙДЕНОВА (физика атмосферы и гидросферы).

Астрономия. Редактор-консультант Б. В. КУКАРКИН. Научный редактор Н. П. ЕРШЫЛЕВ.

Биофизика. Редактор-консультант Г. М. ФРАНК. Научный редактор С. А. КОРДЮКОВА.

Математика. Научный редактор В. И. ВИТЮЦКОВ.

Метрология. Редактор-консультант Г. Д. БУРДУН. Научный редактор Ю. Н. ДРОЖЖИН.

Научно-контрольный редактор П. В. СЫСОЕВ.

Редактор словника В. В. ТАБЕНСКИЙ.

Литературный редактор Н. М. КАРАКАШ; младшие редакторы — З. А. КОСАРЕВА, А. А. СИЛАЕВА; редактор по иллюстрациям В. А. АЛЕКСЕЕВ; редакция библиографии — В. А. ГАЛЬМИНАС, Е. И. ЖАРОВА; корректорская — М. В. АКИМОВА, Ю. А. ГОРЬКОВ, А. В. МАСЛОВА, Л. В. ПИТАЛЕВА, Л. Н. СОКОЛОВА; технический редактор И. Д. КУЛИДЖАНОВА.

К СВЕДЕНИЮ ПОДПИСЧИКОВ ФИЗИЧЕСКОГО ЭНЦИКЛОПЕДИЧЕСКОГО СЛОВАРЯ

В связи с многочисленными предложениями читателей о дополнении ФЭС новыми разделами и рядом отдельных статей, в особенности по областям физики, возникшим или получившим исключительно быстрое развитие в самые последние годы (квантовая электроника, физика плазмы, биофизика, физические проблемы кибернетики и другие), Научный Совет издательства «Советская энциклопедия» принял решение об увеличении числа томов ФЭС до пяти, вместо объявленных четырех.

Пятый том намечено выпустить в свет в 1965 году.

II

ПИНЧ-ЭФФЕКТ — см. *Самостояющийся разряд*.
ПИППАРДА УРАВНЕНИЕ — связывает плотность тока в сверхпроводнике с магнитным полем [1]. Согласно П. у., эта связь нелокальна, т. е. ток $j(r)$ определяется значением вектора-потенциала $A(r)$ не только в той же точке, а в целой области:

$$j(r) = (c/4\pi) \int K(r') A(r-r') dr' \quad (1)$$

(c — скорость света), причем $K(r')$ отлично от нуля в области с размерами $\sim \xi_0 = \hbar v_F / \Delta$ (v_F — скорость электронов на поверхности Ферми, Δ — сверхпроводящая щель). Для $j(r)$ и $A(r)$, зависящих от r по закону $\exp(igr)$, уравнение (1) принимает вид $j_q = (c/4\pi) K(q) A_q$. При $q \ll 1/\xi_0$ ядро $K(q)$ стремится к постоянной. В этом случае П. у. сводится к Лондонов Φ и Г. уравнению (лондоновский предельный случай). Когда $q \gg 1/\xi_0$ (пиппардовский предельный случай),

$$K(q) = \frac{4\pi N_s e^2}{mc^2} \cdot \frac{3\pi^2 \Delta}{4qv_F} \quad (2)$$

(N_s — плотность сверхпроводящих электронов). Поскольку в сверхпроводнике наиболее существенны $q \sim 1/\delta$, где δ — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, ф-ла (2) применима для металлов, в к-рых $\delta \ll \xi_0$ (сверхпроводники пиппардовского типа), напр. Al.

Если сверхпроводник загрязнен примесями, так что длина свободного пробега электронов $l \ll \xi_0$ (сверхпроводящий сплав), то связь j с A выражается тем же П. у. [1], однако теперь ядро $K(r)$ отлично от нуля лишь в области с размером l .

Лит.: 1) Pippard A. B., «Proc. Roy. Soc.», 1953, A 216, № 1127, p. 547; 2) Абрикосов А., Халатников И., «УФН», 1958, т. 65, вып. 4, с. 551; 3) Бардин Дж., Шриффер Дж., Новое в изучении сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1962. Л. П. Питаевский.

ПИРАМИДЫ РОСТА — пирамиды, основаниями к-рых служат грани кристалла, а общей вершиной — начальная точка роста. Реальный кристалл во многих случаях целесообразно рассматривать как совокупность П. р., поскольку очень часто физич. свойства П. р. с основаниями, принадлежащими к разным простым формам, оказываются различными. Это подтверждается существованием у многих природных кристаллов структуры песочных часов (см. рис.), случаями закономерной оптич. аномалии у кристаллов кубич. системы и др.

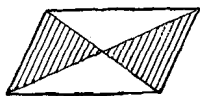


Схема структуры песочных часов.

Лит.: 1) Леммлейн Г. Г., Секториальное строение кристалла, М.—Л., 1948; 2) Шубников А. В., Симметрия и физические свойства пирамид роста, «Кристаллография», 1961, т. 6, вып. 3, с. 319. А. В. Шубников.

ПИРАНИ МАНОМЕТР (манометр сопротивления) — вакуумметр, основной элемент к-рого — нагреваемая нить из металла с большим температурным коэфф. сопротивления. Изменение давле-

ния связано с изменением теплопроводности газа. Т. к. темп-ра нити — ф-ция количества теплоты, подводимой током, и количества теплоты, отдаваемой нитью благодаря теплопроводности газа, то изменение теплопроводности приводит к изменению величины сопротивления (подробнее см. *Теплоэлектрический манометр*).

ПИРАНОМЕТР — прибор для измерения солнечной радиации, падающей на горизонтальную поверхность.

ПИРГЕЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ШКАЛЫ — шкалы значений интенсивности радиации, измеряемых стандартными абс. пиргелиометрами. В зависимости от применяемых приборов различают два типа П. ш.: американскую (смитсоновский пиргелиометр) и европейскую (компенсационный пиргелиометр Ангстрема), различающиеся на 3,5%. После тщательного изучения причин расхождения и совершенствования приборов и методики измерений американская шкала была понижена на 2,4%, а европейская повышена на 1,3%, в результате чего обе шкалы практически совпали.

ПИРГЕЛИОМЕТР — прибор для абс. измерений прямой солнечной радиации, подобный актинометру. В СССР широко применяется компенсационный П. системы К. Ангстрема (1893 г.), в к-ром одна из двух одинаковых тонких (0,01 мм) почерненных марганцевых полосок облучается солнечной радиацией, а другая (затененная) нагревается током, регулируемым на равенство темп-р полосок. (Равенство темп-р контролируется термоэлементом, спаян к-рого подсоединен к задним сторонам полосок.) Роли полосок меняются для исключения ошибки места нуля гальванометра в цепи термоэлемента. Плотность потока радиации S определяется из ур-ния $S = K i^2$. Коэфф. пропорциональности K получается сравнением с эталонным П. при наведении на Солнце. Пиргелиометр Ангстрема улучшен рядом исследователей. Существуют также др. типы и конструкции П.

Лит. см. при ст. Актинометр. Ю. Д. Янниевский.

ПИРГЕОМЕТР — прибор для измерения интенсивности эффективного излучения, т. е. разности между излучением черного тела (прибора) и длинноволновой инфракрасной радиацией атмосферы.

ПИРИТ (с е р н ы й к о л ч е д а н, ж е л е з н ы й к о л ч е д а н) — минерал состава FeS_2 . Содержит иногда Co, Ni, Cu, Au, Ag, As, Se, Fe. Кристаллизуется в кубич. системе в дидодекаэдрич. классе, образует кубические, пентагон-додекаэдрические, реже октаэдрич. кристаллы. Пространственная группа T_h^a — Ra 3. Параметры элементарной ячейки $a = 5,405$ Å. Количество молекул в ячейке $M = 4$. Структуру П. можно вывести из структуры NaCl, заменяя Na на Fe, а Cl на группы —S—S—, располагающиеся параллельно пересекającymся телесным диагоналям куба. Атомы Fe окружены октаэдрич. атомами S, к-рые в качестве ближайших соседей имеют 3 атома Fe.

П. дает двойники срастания, а чаще двойники прорастания. Двойниковая ось [001], двойниковая плоскость {011}. Спайность по кубу неясная, по додекаэдру и октаэдру — весьма несовершенная. Излом раковистый. Твердость по Моосу 6—6,5 (уменьшается при увеличении содержания Ni). Уд. вес 4,9—5,2 г/см³ (вычисленный — 5,013 г/см³). Темп-ра плавления 642° С. Цвет светлый, латунно-желтый. Блеск металлический, до сверкающего. Полупроводник. Инфракрасный спектр имеет сильную полосу поглощения в области 8—11,2 м с максимумом у 9,9 м и слабыми максимумами на границах. Показатель отражения света r в полированных шлифах сильно варьирует с длиной волны λ :

λ (м)	410	470	530	560	590	690
r	0,372	0,470	0,542	0,546	0,552	0,520

Ширина запрещенной зоны $\Delta E = 1,2$ эв. В природных кристаллах n -типа макс. уд. сопротивление $\rho = 0,35$ ом·см при 300° С, падает до $\rho = 0,4$ при —100° С и при дальнейшем охлаждении остается постоянным. В кристаллах p -типа $\rho = 2$ ом·см при 400° С и плавно растет до $\rho \approx 100$ ом·см с охлаждением до —75° С.

М. О. Кляш.

ПИРОМЕТРИЯ ОПТИЧЕСКАЯ — совокупность оптических методов измерения высоких темп-р. Большинство из них основано на измерении интенсивности излучения или поглощения исследуемого тела в ультрафиолетовой, видимой или инфракрасной областях спектра. Интенсивности излучения и поглощения обычно связываются с темп-рой T с помощью законов теплового излучения (см. *Кирхгофа закон излучения*) или законов термич. равновесия (*Максвелла—Больцмана функция распределения*, *Саха формула* и др.). Существуют также методы П. о., в к-рых T определяется по измеренной концентрации нейтральных или заряженных частиц в газе или плазме. Т. о., все методы П. о. — косвенные. Поэтому надежность результатов, полученных с их помощью, зависит прежде всего от степени применимости к исследуемому объекту закона, связывающего T с измеряемой величиной. Выяснение этого вопроса обычно требует теоретич. анализа состояния исследуемого тела и постановки соответствующих экспериментов, из-за чего применение П. о. к новым объектам (особенно к плазме) в ряде случаев превращается в самостоятельное трудоемкое физ. исследование.

Методы П. о. не требуют непосредств. контакта измерит. аппаратуры с исследуемым телом. Благодаря этому они позволяют, во-первых, без к.-л. ущерба для аппаратуры измерять очень высокие T , во-вторых, измерять T весьма удаленных тел и, наконец, их применение не вызывает искажений состояния исследуемого объекта, к чему часто приводит термометрич. тело, необходимое в др. методах.

Диапазон темп-р, измеряемых в П. о., теоретически неограничен. Однако на практике нижняя граница определяется большей частью конечной чувствительностью приемников излучения. Так, надежные измерения T визуальным яркостным оптич. пирометром возможны вплоть до 800° С. Использование инфракрасной области спектра и совр. приемников излучения позволяют снизить эту границу до 300° С.

В П. о. целесообразно выделить в отдельную группу методы суммарной радиации, яркостной и цветовой, применяемые для измерения T твердых и жидких тел, излучающих сплошной спектр. Определение T этими методами обычно проводится с помощью оптич. пирометров. Конечно, при выполнении известных условий (см. ниже) их можно применять также и для определения T нагретых газов

и плазмы; однако, как правило, для этой цели используются др. методы, требующие применения различных спектральных приборов.

П. о. твердых и жидких тел [1—4]. При применении П. о. к твердым и жидким телам предполагается, что исследуемые тела находятся в тепловом равновесии. В этом случае их спектральная энергетич. яркость $B(\lambda, T)$ может быть представлена ф-лой

$$B(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T) \cdot (C_1/\pi) \lambda^{-5} [\exp(C_2/\lambda T) - 1]^{-1}, \quad (1)$$

где $C_1 = 3,75 \cdot 10^{-5}$ эрг·сек⁻¹·см² и $C_2 = 14\,885$ мкм·градус — 1-я и 2-я константы излучения, $\alpha(\lambda, T)$ — коэфф. поглощения, λ — длина волны. Ф-ла (1) получается в результате комбинации закона Кирхгофа и ф-лы Планка. Т. к. большей частью для твердых и жидких тел $T < 4000^\circ \text{K}$, а измерения яркости проводятся в области $\lambda < 1$ мкм, то $\exp(C_2/\lambda T) \gg 1$ и вместо (1) удобнее пользоваться ф-лой

$$B(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T) \cdot (C_1/\pi) \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T). \quad (2)$$

Интегрирование (1) по всем длинам волн дает суммарную яркость тела $B(T)$.

Метод суммарной радиации основан на измерении $B(T)$ с помощью пирометра суммарной радиации. Пирометр градуируется обычно в шкале темп-р по черному телу, и тогда он непосредственно показывает радиационную темп-рату T_r исследуемого тела. Истинная темп-ра тела T связана с T_r соотношением

$$T = [\alpha(T)]^{-1/4} T_r, \quad (3)$$

где $\alpha(T)$ — суммарный коэфф. поглощения тела. Для всех тел, кроме черного, $\alpha(T) < 1$; поэтому всегда $T_r < T$ и равна T только для черного тела. Реализация метода полной суммарной радиации в его идеальном виде затруднена отсутствием неселективных приемников для всего спектра электромагнитного излучения и искажениями, вносимыми при измерениях средой, окнами и оптич. деталями, находящимися между телом и приемником излучения. Поэтому в технике шире распространен метод частичной суммарной радиации [3], основанный на измерении яркости тела в ограниченном интервале длин волн. Применение его сопряжено с трудоемким измерением зависимости частичного коэфф. поглощения интересующего тела от T и учетом поправок на селективность приемника, окон и т. д.; задача упрощается благодаря наличию табличных данных [3]. Метод суммарной радиации целесообразно применять при измерениях низких T , когда из-за малой интенсивности излучения невозможно измерять ее в узких спектральных участках; но при наличии чувствит. приемников излучения все же более предпочтительны яркостный или цветовой методы.

Яркостный метод основан на измерении $B(\lambda, T)$ и спектрального коэфф. поглощения $\alpha(\lambda, T)$ и последующем применении ф-лы (2). Но чаще применяется др. вариант яркостного метода: яркостным пирометром, проградуированным по черному телу, измеряют яркостную темп-рату T_b , связанную с истинной T соотношением

$$1/T - 1/T_b = (\lambda/C_2) \ln[\alpha(\lambda, T)]. \quad (4)$$

Только для черного тела $\alpha(\lambda, T) = 1$, $T_b = T$; для остальных тел всегда $T_b < T$. Напр., при длине волны $\lambda = 0,665$ мкм, при к-рой обычно производится измерение T_b , и $T = 3000^\circ \text{K}$ только при $\alpha > 0,80$ отличие T и T_b не превышает 3%. При $T = 3000^\circ \text{K}$ и $\alpha = 0,1$ разность $T - T_b = 1416^\circ \text{K}$. Отсюда видна необходимость измерения α , если α мало. Точность определения T яркостным методом возрастает с переходом в область коротких волн.

Цветовой метод основан на измерении распределения интенсивности в спектре излучения исследуемого тела. В одном из вариантов цветового метода измеряют отношение интенсивностей излучения при двух длинах волн λ_1 и λ_2 и соответствующие коэфф. поглощения $\alpha(\lambda_1, T)$ и $\alpha(\lambda_2, T)$. Затем с помощью ф-лы (2) определяют T тела. В др. варианте с помощью цветового пирометра, проградуированного по черному телу, измеряют цветовую темп-рату T_c тела, связанную с его истинной T соотношением

$$1/T - 1/T_c = [\ln \alpha(\lambda_1, T) - \ln \alpha(\lambda_2, T)]/C_2 (1/\lambda_1 - 1/\lambda_2). \quad (5)$$

T_c серых тел, для к-рых $\alpha(\lambda, T)$ не зависит от длины волны, совпадает с истинной; поэтому цветовой метод выгодно применять при пирометрии тел, близких по свойствам к серым. В этом случае можно избежать измерений $\alpha(\lambda, T)$, часто затруднительных. Обычно для несерых тел $T_c > T$. Если, напр., $\lambda_1 = 0,6$ мкм и $\lambda_2 = 0,4$ мкм, то при $\alpha(\lambda_1, T)/\alpha(\lambda_2, T) = 1,1$ и $T < 3000^\circ \text{K}$ цветовая T_c выше истинной не более чем на 3%, а при $\alpha(\lambda_1, T)/\alpha(\lambda_2, T) = 2$ и той же T расхождение достигает 438°K . В большинстве случаев T_c измеряется по красно-синему отношению интенсивностей

$\lambda_{\text{кр}} = 0,665 \text{ мкм}$, $\lambda_{\text{син}} = 0,470 \text{ мкм}$). При равных условиях погрешность измерений T цветовым методом больше, чем яркостным. Так, напр., при $\lambda_1 = 0,6 \text{ мкм}$, $\lambda_2 = 0,4 \text{ мкм}$ и условии, что погрешности определения яркостей и коэфф. поглощения для обеих волн одинаковы, относит. погрешности методов связаны соотношением $[(\Delta T/T)_c]^{1/2} = 3 [(\Delta T/T)_y]^{1/2}$.

Если тело серое, для измерения его T может быть применен вариант цветового метода, основанный на измерении относит. интенсивности излучения в ряде длин волн. Обработку результатов при этом удобно производить графически. Для серого тела из (2) следует:

$$f(\lambda, T) = \ln B(\lambda, T) + 5 \ln \lambda + \text{const} = -C_2/\lambda T. \quad (6)$$

т. е. зависимость экспериментальных значений $f(\lambda, T)$ от $1/\lambda$ — линейная; по углу наклона прямой можно найти T . Заключение о том, что тело серое, однако, не может быть сделано лишь на основании экспериментально обнаруженной линейности зависимости $f(\lambda, T)$ от $1/\lambda$, т. к. она имеет место не только при $\alpha(\lambda, T) = \text{const}$, но и при $\alpha = \alpha_0 \exp(h/\lambda)$, где h — постоянная величина [5]. В последнем случае $T_c \neq T$.

Темп-ра серых тел может быть также определена из закона смещения Вина (см. Вина закон излучения): $\lambda_{\text{max}} \cdot T = 2897 \text{ мкм} \cdot \text{град}$, если найти длину волны λ_{max} , при к-рой наблюдается максимум кривой распределения энергий в спектре исследуемого тела. Однако из-за того, что максимум обычно выражен недостаточно резко, этот метод неточен и применяется лишь для оценок T .

П. о. газов и плазмы [6—9]. Приступая к измерениям T нагретых газов или, тем более, плазмы, прежде всего необходимо выяснить, можно ли вообще характеризовать изучаемое тело темп-рой, т. е. насколько близко его состояние к термодинамич. равновесию. Очевидно, что строгое термодинамич. равновесие не может установиться в ограниченных объемах газа или плазмы, с к-рыми обычно приходится иметь дело на практике. В первую очередь отклоняется от равновесного (планковского) само излучение и тем сильнее, чем меньше оптич. толщина слоя газа (см. Излучение плазмы). Однако даже в случае оптически тонкого слоя довольно часто распределение любого сорта частиц по скоростям с достаточным приближением может быть представлено ур-нием Максвелла, заселенности возбужденных уровней атомов и молекул — законом Больцмана (см. Больцмана статистика), степень ионизации — Саха формулой, а степень диссоциации — ф-лой для констант равновесия (см. Диссоциация), причем с одним и тем же значением T во всех этих соотношениях. В этом случае будет справедлив также закон Кирхгофа. Интенсивность излучения в линейчатом, полосатом и сплошном спектрах однозначно определяется тогда атомными константами (вероятностями переходов, сечениями рекомбинации и т. п.), хим. составом газа, давлением и той же T . Такое состояние наз. термически равновесным, а T — независимо от способа ее измерения — равновесной темп-рой.

Если же газ или плазма термически неравновесны, то пирометрия в целом становится по существу беспредметной, хотя иногда удобно характеризовать неравновесное состояние набором чисто формально вводимых «температур», определяемых обычными методами П. о. [4]. Так, если распределение тяжелых частиц или электронов по скоростям близко к максвелловскому, то говорят о темп-ре газа T_g и электронов T_e , степень ионизации можно характеризовать темп-рой ионизации T_i , заселенность нек-рого возбужденного уровня — темп-рой заселения T_z , и т. п. При термич. равновесии все эти T имеют одно и то же значение.

Существенные отступления от термодинамич. равновесия могут быть вызваны, напр., одной из след. причин: 1) экзотермическими хим. реакциями, в результате к-рых происходит ионизация или возбуждение одного из продуктов реакции; 2) ядерными реакциями, приводящими к появлению избыточного количества быстрых частиц; 3) внешними электромагнитными полями, влияющими на форму распре-

деления заряженных частиц по скоростям; 4) неоднородностью плазмы, если изменение ее состояния происходит на длине, сопоставимой со смещением частиц за время релаксации темп-ры; 5) ударными волнами — вблизи фронта ударной волны. Во всех случаях, когда существенны перечисленные факторы, необходима доказать наличие термич. равновесия. Экспериментальное доказательство сводится обычно к проверке выполнимости закона Больцмана, ф-лы Саха и равенства $T_g = T_e = T_i = T_z$.

Состояние нагретых газов и в особенности плазмы может заметно изменяться за время, на неск. порядков меньшее, чем соответствующее время для твердых тел и жидкостей. Поэтому аппаратура, применяемая П. о. газов и плазмы, должна обладать достаточно высокими чувствительностью и разрешением во времени. Увеличение длительности единичного измерения сверх максимально допустимого значения в ряде случаев может привести не к усреднению T по времени, а просто к абсурдным результатам.

В основе большей части методов П. о. газов и плазмы лежит предположение об однородности излучающего объема, что на практике почти никогда не удовлетворяется. Исследуемые объекты, как правило, неоднородны и их приходится характеризовать не одним значением T для всего объема, а распределением T по объему (полю темп-р). Чтобы экспериментально найти это распределение, необходимо из интегрального излучения всего объема уметь выделять излучение, идущее из произвольно заданной точки. Эта задача решена только для нек-рых наиболее простых структур объемных источников света. Напр., если источник света обладает осевой симметрией, то можно найти распределение интенсивности излучения любой длины волны по радиусу $I(r)$, а следовательно, и радиальное распределение темп-ры $T(r)$ в нем. Для этого источник света отображают на щель спектрального прибора так, чтобы ось симметрии источника была перпендикулярна щели, и измеряют распределение интенсивности $I(h)$ по высоте щели h . Связь между $I(h)$ и $I(r)$ задается интегралом Абеля:

$$I(r) = -\frac{1}{\pi y} \int_r^{r_0} \frac{\partial I(h)}{\partial h} (h^2 - r^2)^{-1/2} dh, \quad (7)$$

где y — увеличение, а r_0 определяется условием $I(r_0) = 0$. Этот способ определения $I(r)$ пригоден только для оптически тонких источников света.

Методы суммарной радиации, яркостный и цветовой применяют для измерения T не только твердых тел и жидкостей, но также газов или плазмы, излучающих сплошной спектр (в астрофизике, при исследованиях оптически толстых пламен). Однако необходимо иметь в виду, что из-за высокой T плазмы может оказаться, что $\exp(C_2/\lambda T) \lesssim 1$, и тогда при обработке экспериментальных данных следует основываться на ур-нии (1), а не (2). В связи с этим будут непригодны также и ур-ния (4)—(6), полученные из (2). Коэфф. поглощения газов и плазмы α в непрерывном спектре при $\lambda < 1 \text{ мкм}$ часто очень мал, а т. к. точность его измерения при малых значениях сильно падает, то методы суммарной радиации, яркостный и цветовой обычно не применяются, когда $\alpha \ll 0,1$. При $\lambda \gg 1 \text{ мкм}$ α плазмы в непрерывном спектре, обусловленном тормозными процессами, растет с увеличением λ и в далекой инфракрасной области (десятки или даже сотни мкм — граничное значение $\lambda_{\text{гр}}$ зависит от толщины и состояния плазмы) становится равным 1. Следовательно, при $\lambda > \lambda_{\text{гр}}$ плазма излучает как черное тело и ее T может быть определена непосредственно по яркости. Если же плазма термически неравновесна, но распределение электронов по скорости близко к

максвелловскому, то этот метод дает значение темп-ры электронов T_e . Из трех рассмотренных методов только яркостный может быть применен для изучения профиля темп-ры осесимметричной неоднородной плазмы с несильно большим α .

Метод обращения с спектральными линиями и [8] широко применяется для измерения темп-ры прозрачных плазм.

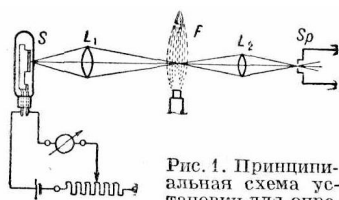


Рис. 1. Принципиальная схема установки для определения темп-ры методом обращения спектральных линий.

ли одинаковое заполнение коллиматора спектроанализатора. При увеличении силы тока в лампе в фокальной плоскости спектроанализатора будут наблюдаться след. явления: до тех пор, пока T_b лампы остается ниже T пламени, на темном фоне видны линии излучения пламени

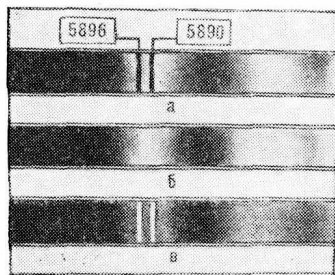


Рис. 2. Обращение спектральных линий.

появляется 2600° К, то этим определяется верхний предел точного измерения T по методу обращения. Применяя в качестве эталонного источника света крater угольной дуги, верхний предел можно поднять до 3800° К, однако точность измерения T при этом падает. Относит. погрешность в определении T методом обращения спектральных линий равна:

$$[(\Delta T/T)^2]^{1/2} = (T\lambda\Delta\lambda/C_2\alpha_{\Pi}\delta\lambda) [(\Delta I/I)^2]^{1/2}, \quad (8)$$

где $\alpha_{\Pi}\delta\lambda = \int [1 - \exp(-h\nu/I)] d\nu$ — интегральный коэф. поглощения в спектральной линии, $h\nu$ — натуральный показатель поглощения, $\Delta\lambda$ — ширина щели спектрального аппарата, выраженная в λ с помощью кривой дисперсии спектрального аппарата, $\Delta I/I$ — относит. погрешность уравнивания фотометрич. полей при визуальном наблюдении обращения. Если принять, что спектральная линия имеет прямоугольную форму, то $\delta\lambda$ будет шириной линии и α_{Π} — коэф. поглощения. Приняв характерные значения α_{Π} ($\delta\lambda/\Delta\lambda$) = 0,1, $T = 2000^\circ$ К, $\lambda = 0,6$ мкм и $\Delta I/I = 0,01$, получим, что $\Delta T/T = 0,8\%$, т. е. погрешность в определении T не превышает 16°.

Обобщенный метод обращения спектральных линий удобен для исследования стационарных объектов. Отказ от наблюдения обращения при сохранении принципиальной схемы метода обращения позволяет превратить его в фотоэлектрич. метод и применять также к нестационарным объектам. В этом случае измерению подлежат: I_{Π} — интенсивность спектральной линии, измеренная при освещении щели спектроанализатора только пламенем; $I_{\Pi+\lambda}$ — интенсивность линии при просвечивании пламени эталонной лампой; наконец, I_{λ} — интенсивность в той же λ при освещении щели одной лампой. Если плазма однородна, то все три интенсивности с помощью закона Кирхгофа и ф-лы Вина могут быть выражены так:

$$\begin{aligned} I_{\Pi} &= a_{\Pi} C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T_{\Pi}) \delta\lambda; \\ I_{\lambda} &= C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T_{\lambda}) \Delta\lambda; \\ I_{\Pi+\lambda} &= C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T_{\lambda}) \Delta\lambda - a_{\Pi} C_1 \lambda^{-5} \times \\ &\quad \times \exp(-C_2/\lambda T_{\lambda}) \delta\lambda + a_{\Pi} C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T_{\Pi}) \delta\lambda, \end{aligned} \quad (9)$$

где T_{Π} — истинная темп-ра пламени, а T_{λ} — яркостная темп-ра

эталонного источника. Из (9) следует, что T_{Π} может быть найдена по измеренным значениям I_{Π} , I_{λ} и $I_{\Pi+\lambda}$:

$$T_{\Pi} = T_{\lambda} \{1 + (\lambda T_{\lambda}/C_2) \ln [1 - (I_{\Pi+\lambda} - I_{\lambda})/I_{\Pi}]\}^{-1}. \quad (10)$$

Этот метод был успешно применен и для измерения T газов за падающими и отраженными ударными волнами. Применение в качестве источника света ксеноновой лампы высокого давления (ДКСП-1000) позволяет поднять верхний предел измерения T до 8000° К. Так же, как и при обычном методе обращения спектральных линий, при обобщенном методе необходимо иметь эталонный источник света с $T_{\lambda} > T_{\Pi}$. Если $T_{\lambda} < T_{\Pi}$, точность метода падает настолько сильно, что от него приходится отказываться.

Как обычный, так и обобщенный метод обращения спектральных линий может быть применен не только к однородным, но и к неоднородным плазмам и плазмам. В последнем случае прибегают к локальной окраске пламени или же исследуют линии ионов, отсутствующих во внешних холодных частях плазмы.

Метод абсолютных яркостей спектральных линий. Полная яркость $B(T)$ спектральной линии, излучаемой оптически тонким слоем dx однородного термически равновесного газа (или плазмы) при отсутствии индуцированного излучения, равна:

$$B(T) = (N A_{mn} g_m h c dx / 4\pi \lambda U_a) \exp(-E_m/kT), \quad (11)$$

где λ — длина волны в центре линии, A_{mn} — вероятность спонтанного перехода с уровня n на уровень m , E_m и g_m — энергия и статистический вес верхнего уровня, U_a — статистическая сумма, N — общая концентрация атомов данного сорта. Зная N и измерив $B(T)$, по ур-нию (11) можно вычислить T газа с относит. погрешностью, определяемой соотношением

$$\left[\left(\frac{\Delta T}{T} \right)^2 \right]^{1/2} = \frac{kT}{E_m} \left[\left(\frac{\Delta B}{B} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 + \left(\frac{\Delta A_{mn}}{A_{mn}} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (12)$$

Т. е., выбирая для измерений спектральные линии с энергией возбуждения $E_m \gg kT$, можно достигнуть значительно более высокой точности определения T , чем точность, с к-рой известны B , N и A_{mn} . Этому условию удовлетворяют, напр., линии водорода при $T < 16\,000^\circ$ К. Как в методе абс. яркостей, так и в излагаемом ниже методе относит. яркостей для измерений можно использовать лишь свободные от самопоглощения спектральные линии. Если источник света обладает осевой симметрией, то с помощью ур-ний (7) и (11) можно с большой точностью найти распределение $T(r)$ в источнике.

Метод относительных яркостей спектральных линий. Отношение яркостей двух спектральных линий

$$\frac{B_1(T)}{B_2(T)} = \frac{\lambda_2 A_1 g_1}{\lambda_1 A_2 g_2} \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right), \quad (13)$$

полученное из ур-ния (11), показывает, что для определения с его помощью T нет необходимости знать концентрации атомов N и абс. вероятности переходов. Именно поэтому метод относит. яркостей (метод Орнштейна) распространен весьма широко. Точность определения T однородной плазмы этим методом тем выше, чем больше разность энергий верхних уровней. Для повышения точности метода можно также воспользоваться не двумя линиями, а большим числом. В этом случае строится график зависимости $\ln(B_m/A_{mn}g_m)$ от энергий верхних уровней E_m . Если выполняется закон Больцмана, эта зависимость будет линейной и по наклону прямой можно определить T . Обратное утверждение в общем случае неверно.

Для измерения T можно воспользоваться не только линиями атомных спектров, но и вращат. линиями электронно-колебательно-вращательных полос молекул [4, 6]. Вероятность перехода между вращат. уровнями j' и j'' пропорциональна фактору Хенли—Лондона $S_{j',j''}$ [4, 7], причем коэф. пропорциональности в пределах одной полосы остается постоянным. В эксперименте измеряется относит. интенсивность неск. десятков линий, принадлежащих одной и той же полосе, и T определяется графич. способом. Т. к. λ соседних вращат. линий очень близки, то для их надежного разделения необходимо применять спектральные приборы высокой разрешающей силы.

Если спектр излучения исследуемого объекта содержит полосы CN или C_2 , можно пользоваться технически более простым способом определения T по полосам с неразрешенной вращат. структурой. В ряде работ теоретически рассчитаны распределения интенсивности в полосах CN и C_2 , к-рые можно получить с помощью приборов средней дисперсии, и построены графики зависимости T от отношений полных интенсивностей или интенсивностей голов этих полос [6]. Измерив одно из указанных отношений, по соответств. графику находят T .

Метод относит. яркостей целесообразно применять для исследования $T(r)$ в объектах с осевой симметрией, т. к. он практически не может обеспечить необходимую точность.

Методы абсолютной и относительной интенсивности в применении к оптически толстым источникам света. Полная яркость

спектральной линии, излучаемой однородным оптически толстым слоем газа, равна:

$$B(T) = \frac{C_1}{2\pi^2\lambda^2} \left[\exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) \right] \left[\frac{N A_m g_m l \delta\lambda}{2c U_a} \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) \right]^{1/2}, \quad (14)$$

где l — толщина излучающего слоя, $\delta\lambda$ — полуширина спектральной линии, c — скорость света. Ф-ла (14) получена в предположении, что форма спектральной линии определяется только эффектом Доплера и столкновениями и что линия не самообращена (см. Самообращение спектральных линий). Выражение (14) может быть применено при измерениях T как по абс. значению яркости одной линии, так и по отношению яркостей двух линий [8].

При большой оптич. толщине излучающего однородного слоя интенсивность в центре достигает интенсивности черного тела при T исследуемого объекта. Выделив излучение в центре спектральной линии с помощью прибора высокой разрешающей силы, можно определить истинную T яркостным, а если имеются две линии, интенсивности к-рых достигла насыщенения, то и цветовыми методами [8]. Однако в реальных объектах при большой оптич. толщине излучающего слоя почти всегда наряду с самопоглощением линий имеет место их самообращение. Это резко ограничивает область применимости рассматриваемых методов.

Метод поглощения. Темп-ру однородного оптически толстого слоя газа или плазмы можно найти по поглощению в этом слое атомных или молекулярных линий. Пусть, напр., при освещении нек-рого слоя вспомогат. источником света со сплошным спектром получены спектральные полосы поглощения (с разрешенной вращат. структурой) присутствующих в слое молекул. В этом случае измеряются интегральные показатели поглощения вращат. линий $\int k(\nu) d\nu$ [ν — частота, $k(\nu)$ — натуральный показатель поглощения] и затем строится график зависимости $\ln \left[\int k(\nu) d\nu / g_j \cdot j_j \right]$ от энергий нижних уровней E_j . Если заселенности вращат. уровней подчиняются закону Больцмана, то эта зависимость будет линейной, а по наклону прямой можно определить T .

Метод Фаулера — Ларенца [6]. Распределение $T(r)$ в оптически тонком столбе термически равновесной плазмы, обладающей осевой симметрией, может быть найдено по расположению вдоль радиуса столба максимумов интенсивностей спектральных линий, излучаемых атомами различных степеней ионизации. Интенсивность спектральной линии [см. (11)] экспоненциально растет с увеличением T пока степень ионизации излучающих атомов $x \ll 1$. При $x \rightarrow 1$ концентрация атомов очень быстро убывает. Интенсивность линии, достигнув максимума при нек-ром значении $\tilde{T}$, при $T > \tilde{T}$ также начинает быстро убывать. В случае частично ионизованного одноатомного газа $\tilde{T}$ может быть найдена из ур-ния:

$$\frac{h^3}{2(2\pi m)^{3/2}} \frac{U_a}{U_n} (k\tilde{T})^{-5/2} P \exp\left(\frac{E_n}{k\tilde{T}}\right) = \left[\frac{E_n + 2.5k\tilde{T}}{E_n - k\tilde{T}} \right]^2 - 1, \quad (15)$$

где U_a и U_n — статистич. суммы по состояниям, соответственно, атомов и ионов, E_n — энергия ионизации атомов, E_n — энергия возбуждения данной спектральной линии, P — полное давление. Аналогичные выражения могут быть написаны также и для случаев многократно ионизованной плазмы или же плазмы в смеси газов. Из (15) следует, что при $P = \text{const}$ в 1-м приближении $\tilde{T}$ прямо пропорционально E_n . С ростом энергии возбуждения $\tilde{T}$ растет почти линейно, но медленно — всего на 10—15% при удвоении E_n . Поэтому исследовать распределение $T(r)$ по спектральным линиям, принадлежащим одной ступени ионизации, практически нельзя. Распределение $T(r)$ будет найдено тем точнее, чем больше точек T зафиксировано на радиусе, т. е. чем выше T_{max} на оси столба плазмы.

Ход темп-ры между соседними точками $\tilde{T}_i$ и $\tilde{T}_{i+1}$ определяется по относит. ходу интенсивности спектральной линии, принадлежащей i -кратно ионизованным атомам. Метод Фаулера — Ларенца пригоден лишь при $T_{\text{max}} \approx 10^4$ °К. Среди недостатков метода следует отметить чувствительность значений $\tilde{T}$ даже к относительно небольшому (и часто не контролируемому) содержанию примесей, а также известную неоднозначность E_n , зависящей от плотности заряженных частиц в плазме.

Метод Бартельса [6]. Если спектральные линии, излучаемые оптически толстым неоднородным столбом плазмы, обладающим осевой симметрией, испытывают самообращение, то T на оси столба, а также $T(r)$ могут быть найдены по измеренным значениям макс. интенсивности $I_{\text{обр}}$ в крыле самообращенной нерезонансной линии. При наблюдении перпендикулярно плоскости, проходящей через ось симметрии, $I_{\text{обр}}$ можно чисто формально представить в виде зависимости от темп-ры плазмы T_{max} на пересечении луча зрения с указанной плоскостью и от значений двух параметров M и p , характеризующих относит. распределение интенсивности линии вдоль луча зрения:

$$I_{\text{обр}} = \frac{2h\nu^3}{c^2} M \bar{Y}_{\text{max}}(p) \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{\text{max}}}\right), \quad (16)$$

где $\bar{Y}_{\text{max}}(p)$ — максимум нек-рой ф-ции $\bar{Y}(p)$. Если оптич. толщина плазмы $kl \gg 2$ (см. Поглощение света), то для линий, оканчивающихся на высоко лежащих уровнях с энергией $E_n \gg kT_{\text{max}}$, параметры M и p приближаются к определенным граничным значениям, зависящим от механизма уширения линии. В этом случае T_{max} вычисляется методом последоват. приближений. Соотношение (16) можно применять для определения $T_{\text{max}} \leq 10^4$ °К. При $T_{\text{max}} > 10^4$ °К необходимо учитывать индуцированное излучение. При любых T плазма предполагается химически однородной, причем макс. степень ионизации атомов, излучающих исследуемую линию, не должна превышать ~10%. Нижняя граница оптич. толщину плазмы kl (для каждой линии в отдельности) определяется требованием независимости $I_{\text{обр}}$ от kl , верхняя граница — требованием отчетливой различимости $I_{\text{обр}}$ на фоне сплошного спектра. Для измерения $I_{\text{обр}}$ обычно пригоден спектральный прибор средней дисперсии. При $T_{\text{max}} \sim 10^4$ °К погрешность определения T может, по-видимому, не превышать 5—10%.

Определение температуры по доплеровскому уширению спектральных линий (см. Доплер эффект). Когда уширение спектральной линии обусловлено в основном эффектом Доплера, полуширина линии $\delta\lambda_D$ равна:

$$\delta\lambda_D = (2\lambda/c) (2RT \ln 2/M)^{1/2}, \quad (17)$$

где λ — длина волны спектральной линии; M — молекулярный (или атомный) вес частиц, излучающих данную линию; R — газовая постоянная. Для оптически тонкого излучающего слоя по измеренной величине $\delta\lambda_D$ и ф-ле (17) можно вычислить T . При больших значениях $\delta\lambda$ этим методом можно воспользоваться для исследования $T(r)$ в столбе плазмы. В термически неравновесной плазме распределение атомов и молекул по скоростям часто близко к максвелловскому и тогда по уширению спектральных линий определяется т. н. темп-ра газа T_g .

Определение температуры по контуру линии томсоновского рассеяния [10]. При падении на однородную плазму почти монохроматич. светового потока интенсивности I_0 , интенсивность I рассеянного на свободных электронах потока пропорциональна $I_0 N_0 \sigma$, где N_0 — концентрация электронов, σ — полное сечение рассеяния. Вследствие теплового движения электронов рассеянный поток не будет уже монохроматическим, а приобретает доплеровскую форму распределения по спектру с полушириной $\delta\lambda_D$ (17), определяемой темп-рой электронов T_e . Возможности наблюдения I затруднены чрезвычайной малостью σ . Они становятся, по-видимому, реальными лишь при условии применения квантовых генераторов, позволяющих получить достаточно большие значения I_0 и, вместе с тем, высокую степень монохроматичности потока. Т. к. полуширина линии рассеяния велика (десятки Å), первичное излучение легко отфильтровывается. Согласно оценкам, этот метод может быть применен при концентрациях $N_0 \sim 10^{13} - 10^{18}$. Экспериментальная проверка его еще не завершена.

Определение температуры плазмы по спектру рекомбинационного излучения [9, 11, 12]. Непрерывное излучение плазмы возникает гл. обр. в процессах рекомбинации электронов и ионов, а также при торможении свободных электронов в поле ионов. При $T \sim 10^4$ °К в области спектра $\nu \gtrsim 10^{15}$ сек⁻¹ тормозным излучением можно пренебречь по сравнению с рекомбинационным. В условиях, когда ν превышает т. н. граничную частоту $\nu_g \approx (E_n - E_{n-1})/h$ (E_n — энергия ионизации атома; E_{n-1} — энергия нижнего возбужденного уровня, вероятность рекомбинации на к-рый еще велика), спектральная яркость рекомбинационного излучения оптически тонкого слоя плазмы спадает по закону:

$$B(\nu, T) \sim \exp(-h\nu/kT) \cdot \xi(\nu, T), \quad (18)$$

где $\xi(\nu, T)$ — поправочная ф-ция (для водорода она тождественно равна 1, для нек-рых др. атомов вычислена [12], причем для многих газов практически не зависит от T). Из (18) следует, что график зависимости $\ln [B(\nu, T)/\xi(\nu, T)]$ от частоты должен быть линейным, а по наклону прямой можно найти T . Если плазма термически неравновесна, по распределение электронов по скоростям близко к максвелловскому, этот метод дает темп-ру электронов T_e . В ближней инфракрасной области спектра абс. яркость тормозного и рекомбинационного излучений пропорциональна $N_e^2 T^{-1/2}$ и в 1-м приближении не зависит от ν . Поэтому по измеренной абс. яркости сплошного спектра целесообразно определять концентрацию электронов, а не непосредственно T .

Определение температуры плазмы по плотности заряженных частиц. Если плазма находится в состоянии термич. равновесия и хим. состав ее известен, то, измерив концентрацию заряженных частиц в ней, можно затем по ф-ле Саха вычислить ее T . Концентрация заряженных частиц, вообще говоря, может быть определена многими способами: по уширению и сдвигу спектральных линий, по абс. яркости сплошного спектра рекомбинационного

и тормозного излучений электронов, по интенсивности линий автоионизации, наконец, неоптич. методами (микроволновыми, зондовыми). Однако в настоящее время из оптич. методов достаточно полно разработаны и дают удовлетворит. точность лишь методы, основанные на измерении полуширины или контура тех спектральных линий, уширение к-рых обусловлено линейным штарк-эффектом (линии водорода и водородоподобных ионов, нек-рые линии HeI и т. д., см. *Штарка явление*).

Наиболее тщательные расчеты контура выполнены для линии H β [13]. Полуширина линии сильно изменяется с концентрацией электронов N $_e$ (рис. 3), но практически не зависит от T плазмы. Как показывает экспериментальная проверка [14], погрешность определения N $_e$ по линии H β 10—15%, а по др. линиям она не выше 20%. Этот метод позволяет также исследовать T (г) в столбе плазмы, обладающем осевой симметрией.

Определение температуры газа по его плотности, когда известны хим. состав и давление, производится на основе ур-ний состояния. Все известные способы определения плотности сильно нагретого газа можно разбить на 3 группы: по показателю преломления газа интерференционными либо теневыми методами; по скорости распространения

в исследуемом газе звуковой или ударной волны; с помощью корпускулярных пучков. Описание нек-рых из этих методов см. в ст. *Аэродинамический эксперимент* и в [6].

Лит.: 1) Р и б о Г., Оптическая пирометрия, пер. с франц., М.—Л., 1934; 2) Л а н д с б е р г Г. С., Оптика, М., 1957 (Общий курс физики, т. 3), гл. 35 и 36; 3) Н а г г и с о н Т. R., Radiation pyrometry and its underlying principles of radiant heat transfer, N. Y.—L., 1960; 4) Temperature. Its measurement and control in science and industry, v. 1—2, N. Y., 1941—55 (есть перевод 2-го тома: Температура и ее измерение. Сб. докладов на III Международном симпозиуме по термометрии, пер. с англ., М., 1960); 5) С о б о л е в Н. Н. [и др.], «ЖТФ», 1959, т. 29, № 1, с. 27—36, 37—44; 6) Оптическая пирометрия алазана. Сб. статей, [пер. с англ.], под ред. Н. Н. Соболева, М., 1960; 7) Optical spectrometric measurement of high temperatures, ed. P. J. Dickerman, Chicago, 1961; 8) С о б о л е в Н. Н., Оптические методы измерения температуры пламени, «Тр. Физ. ин-та АН СССР», 1956, т. 7, с. 159; 9) С о б о л е в Н. Н. [и др.], «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1958, т. 22, № 6, с. 730; 10) Н у г г е с Т. P., «Nature», 1962, v. 194, № 4825, p. 208; 11) Д р о н о в А. П. [и др.], «Оптика и спектроскопия», 1962, т. 12, № 6, с. 677; 12) Б и б е р м а н Л. М. [и др.], там же, 1960, т. 8, № 4, с. 433; 1961, т. 10, № 5, с. 565; 13) Г р и е м Н. R. [а. о.], «Phys. Rev.», 1959, v. 116, №1, p. 4; 14) Китаева В. Ф. [и др.], «Оптика и спектроскопия», 1962, т. 12, № 2, с. 178.

Н. Н. Соболев, В. Н. Колесников.

ПИРОМЕТРЫ — приборы для измерения высоких температур (>600°С; приборы для измерения темп-ры T < 600°С наз. *термометрами*). Различают П.: 1) термоэлектрические, 2) суммарного излучения, 3) монохроматические (яркостные), 4) 2-цветовые (или просто цветовые). В термоэлектрич. П. чувствит. элемент (термопара) приводится в непосредственный контакт с объектом измерения [1]. Остальные П. — приборы бесконтактные и их температурная шкала воспроизводится на основе законов излучения *абсолютно черного тела*. Полная энергетич. яркость B $^{\circ}$, абс. черного тела связана с его абс. темп-рой T *Стеффана—Больцмана законом излучения*

$$B^{\circ}(T) = \int B^{\circ}(\lambda, T) d\lambda = (\sigma/\pi) T^4,$$

где λ — длина волны света, σ — постоянная Стеффана—Больцмана. П. суммарного излучения [2, 3] (часто наз. также *радиационными* П.) состоит

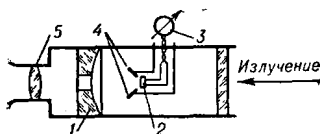


Рис. 1. Схема радиационного П. рефлексорного типа.

региструется измерительным прибором 3. С помощью объектива 1, зеркал 4 и окуляра 5 П. визуально наводится на исследуемый объект. В качестве приемника излучения обычно применяется *термоэлемент* (термостолбик). В реальных приборах сигнал приемника не пропорционален B $^{\circ}$ (T).

На его величину влияют конкретные условия теплообмена приемника с другими деталями прибора, отступления от неселективности и т. п. Поэтому П. градуируют по абс. черному телу и шкалу прибора 3 размечают непосредственно в °С. При определении T нечерного тела П. суммарного излучения дает т. н. *радиационную температуру* тела, к-рая тем ближе к истинной, чем ближе к 1 полная излучат. способность тела. П. суммарного излучения просты в производстве и эксплуатации; они позволяют легко реализовать автоматич. запись и контроль темп-ры. Основной недостаток этого класса П. — возможность значительных погрешностей (см. *Пирометрия оптическая*).

Оптические монохроматич. П. (яркостные) [2, 3] основаны на однозначной связи темп-ры абс. черного тела и спектральной плотности его яркости B(λ , T) (см. *Планка закон излучения*). В (λ , T) измеряют, сравнивая спектральную яркость объекта с яркостью специальной пирометрич. лампы, вмонтированной в П. Яркостный П. состоит (рис. 2) из объектива 3, дающего действительное изображение объекта в месте

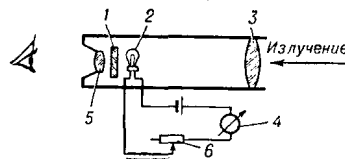


Рис. 2. Схема визуального яркостного П. с исчезающей нитью.

расположения нити пирометрич. лампы 2. Фильтр 1 монохроматизирует излучения объекта и лампы. Яркость лампы изменяют, регулируя ток реостатом 6, до «исчезновения» ее нити на фоне изображения объекта. В момент «исчезновения» нити производится отсчет по шкале измерит. прибора 4. Последняя градуируется обычно в °С и в случае нечерного тела дает значение его *яркостной температуры*. Для определения истинной T необходимо знать спектральную излучат. способность объекта в эффективной длине волны $\lambda_{\text{эфф}}$, определяемой областью спектра, в к-рой проводится измерения (обычно $\lambda_{\text{эфф}} = 0,65 \text{ мк}$) [3]. Верхний предел измеряемых темп-р ограничен предельно допустимой темп-рой нити пирометрич. лампы и может быть повышен с помощью нейтральных поглотителей с известным пропусканием, устанавливаемых перед П. Примененный в описанном яркостном П. метод измерения является по существу нулевым; роль нуль-индикатора выполняет глаз наблюдателя или объективные приемники (*фотоэлементы* и пр.). В последнем случае обычно светофильтр 1 заменяют призмным монохроматором. Такие П. наз. *спектропирометрами*; с их помощью производят обычно поверку оптич. яркостных П. К конструктивным разновидностям оптич. яркостного П. относятся т. н. яркостной П. клинового типа, в к-ром яркость пирометрич. лампы остается неизменной, а яркость пучка излучения от объекта изменяется введением в пучок нейтральной оптич. клина переменной плотности. Величина перемещения клина служит мерой темп-ры объекта.

Оптические 2-цветовые П. [3, 4] регистрируют величину отношения R спектральных яркостей исследуемого объекта в двух длинах волн:

$$R = B(\lambda_1, T)/B(\lambda_2, T).$$

Это отношение — однозначная ф-ция темп-ры T излучающего абс. черного тела. Для измерения R перед объективом 4 (рис. 3) помещен вращающийся

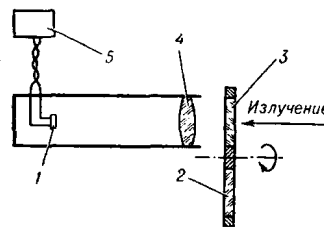


Рис. 3. Схема фотоэлектрического одноканального цветового П.

диск-модулятор с укрепленными на нем светофильтрами 2 и 3. Т. о., на приемнике 1 попеременно фокусируется излучение длин волн λ_1 и λ_2 . Регистрирующая схема 5 включает обычно синхронный детектор, управляемый модулятором, и *логометр* (или самописец). Градуировка П. производится по абс. черному телу. В общем случае нечерного тела П. указывает т. н. *цветосую температуру* тела. Преимущество цветовой П. заключается в том, что цветовая темп-ра обычно ближе к истинной, чем яркостная или радиационная. В табл. приведены нек-рые данные о серийных отечеств. П.

Название П.	Тип	Пределы измер. (°C)	Погрешность
ОП-48	Оптический яркостной пирометр	900—3000	до 0,5%
РАПИР	Пирометр суммарного излучения	100—4000	до 1,0%
ПИРСО-1	Цветовой пирометр	600—1400	до 1%
СПП-58	Спектропирометр	900—1400 и выше	0,1%

Лит.: 1) Преображенский В. П., Теплотехнические измерения и приборы, 2 изд., М. — Л., 1953; 2) Гаррисон Т., Радиационная пирометрия, пер. с англ., М., 1964; 3) Рибо Г., Оптическая пирометрия, пер. с франц., М., 1934; 4) Методы измерения температур в промышленности, под общ. ред. А. Н. Гордова, М., 1952.

Е. Т. Антропов, В. Н. Колесников.

ПИРОФИЛЛИТ — минерал состава $Al_2[Si_4O_{10}][OH]_2$; содержит в виде примесей MgO , FeO и Fe_2O_3 . Моноклинный. Пространств. группа C_{2h}^2 — $C2/c$ или C_s^4 — Cs . Параметры элементарной ячейки (в Å): $a = 5,15$, $b = 8,92$, $c = 18,59$. Количество молекул в элементарной ячейке $M = 4$. Угол моноклинности $\beta = 99^\circ 55'$. Спайность весьма совершенная в одном направлении. Жирный на ощупь, напоминает тальк. Твердость по Моосу 1—1,5. Уд. вес 2,66—2,90 г/см³. Окраска светлая, блеск перламутровый, мерцающий. Показатели преломления $N_g = 1,60$, $N_m = 1,59$, $N_p = 1,55$. Угол оптич. осей $2\Omega = 53$ — 60° . Огнеупорен и кислотоупорен. На кривых нагревания обнаруживается площадка при $730^\circ C$, связанная с выделением гидроксила и перестройкой решетки. Магнезиальные разности имеют площадку при 870° , железистые — при $180^\circ C$. Ценный материал для огнеупорных изоляторов. М. О. Кляч.

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСТВО — явление возникновения электрических зарядов на поверхности кристаллич. диэлектриков при их нагревании или охлаждении. При этом один конец пирозлектрика при нагревании заряжается положительно, а при охлаждении отрицательно, другой — наоборот. Интенсивность электризации зависит от быстроты изменения темп-ры. Величина заряда известных пирозлектриков, как правило, не превышает неск. сотен абс. единиц заряда на 1 см² [1].

Появление зарядов на поверхности пирозлектрика связано с изменением существующей внутри него самопроизвольной (спонтанной) поляризации при нагревании кристалла. Такая поляризация, т. е. дополнит. смещение зарядов диэлектрика в одном направлении в отсутствие внешнего электрич. поля, характеризуется тем, что дипольный момент $\int \rho(r) dx dy dz$ ядерного и электронного зарядов $\rho(r)$ пирозлектрич. кристалла отличен от нуля [2]. Поэтому пирозлектриками могут быть лишь такие кристаллы, в к-рых существует выделенное направление, остающееся неизменным при всех преобразованиях симметрии. Этому условию удовлетворяют лишь те группы симметрии, к-рые характеризуются операциями поворота вокруг одной оси симметрии и, возможно, отра-

жениями в плоскостях симметрии, проходящими через выделенную ось (особенное полярное направление). В частности, пирозлектриками не могут быть кристаллы, обладающие центром симметрии. Особенности полярные оси, а следовательно, и пирозлектрические явления возможны лишь в следующих 10 (из 32) кристаллографических классах: 1 (триклинная система); 2, m (моноклинная система); $mm2$ (ромбич. система); 3, $3m$ (тригональная система); 4, 4 m (тетрагональная система); 6, 6 m (гексагональная система) [3, 4].

Зависимость между поляризацией и напряженностью электрич. поля у пирозлектрич. и сегнетоэлектрич. кристаллов имеет вид

$$P_m = P_{0m} + \chi_{mk} E_k \quad (m = 1, 2, 3), \quad (1)$$

где P_0 — постоянный вектор, а совокупность величин χ_{mk} составляет тензор диэлектрич. восприимчивости. Наличие члена P_0 в (1) означает, что диэлектрик поляризован и в отсутствие внешнего электрич. поля; это характерно для пирозлектриков и сегнетоэлектриков. В обычных условиях на поверхности пирозлектрика не наблюдается поляризационных зарядов. Это связано с тем, что под действием внутреннего поля E в таком диэлектрике возникает малый ток, который будет течь до тех пор, пока свободные заряды, образующиеся на поверхности, не заэкранируют полностью поляризац. заряды и не приведут к исчезновению поля внутри кристалла. В этом же направлении действуют и ионы, оседающие на поверхность диэлектрика из воздуха [4]. При быстром изменении темп-ры кристалла на ΔT его спонтанная поляризация изменится на ΔP_{0m} , а на поверхности появится заряд $\sigma_m = \Delta P_{0m} = p_m \Delta T$ (p_m — пирозлектрич. константа). Со временем этот заряд заэкранируется свободными зарядами (если темп-ра кристалла останется постоянной).

Пирозлектрич. эффект обычно усложняется тем, что каждый пирозлектрич. кристалл является одновременно и пьезоэлектриком [5]. Поэтому при изменении температуры кристалла происходит деформацию, а последняя порождает пьезоэлектрич. эффект. Пирозлектрич. эффект, происходящий в кристаллах на «первичную» пирозлектрич. поляризацию. Первичное П. — то, к-рое наблюдается в кристалле, для к-рого запрещены все вторичные эффекты. Можно назвать П. при постоянной деформации. Вторичным можно назвать П. при постоянном напряжении. Все 10 классов кристаллов, обладающих первичным П., имеют также вторичный эффект. С другой стороны, некоторые кристаллы, например кварц, не включенные в указанные 10 классов, могут обладать только вторичным пирозлектрическим эффектом, обусловленным тем, что кристалл является пьезоэлектриком [1].

Теория пирозлектрического эффекта вытекает из указанного предположения о наличии в пирозлектрич. кристаллах самопроизвольной поляризации, способной изменяться в зависимости от темп-ры. Рассматривается общее выражение для свободной энергии Φ кристалла, учитывающее механич., электрич. и тепловые эффекты [1]. Предполагается, что кристаллич. пластинка подвергается одновременно воздействию произвольного однородного механич. напряжения, однородного электрич. поля любой ориентации, а также имеет темп-ру, отличающуюся на величину ΔT от нек-рой равновесной темп-ры T . Оси пространственной системы координат направляются параллельно главным ортогональным осям кристалла. Предполагается также, что кристалл нагревается равномерно и что при начальной темп-ре поляризационные заряды нейтрализованы свободными зарядами. При этих условиях производная от

Φ по E , равная поляризации кристалла, запишется в виде:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial E_m} = P_m = \sum_k \kappa_{mk} E_k - \sum_h d_{mh} X_h + \Delta T p'_m, \quad (2)$$

где κ_{mk} — диэлектрич. восприимчивость; d_{mh} — пьезоэлектрич. модули; p'_m — первичная пьезоэлектрич. константа; E_k — компонента любого случайного поля, включая деполяризующее поле, вызванное самими поляризац. зарядами. Компонента механич. напряжения X_h соответствует изменению темп-ры на ΔT :

$X_h = -\sum_i c_{ih}^E x_i$, где c_{ih}^E — модуль упругости при постоянной E , x_i — деформация; так как x_i является компонентой теплового расширения, то $x_i = a_i \Delta T$ (a_i — коэффициент теплового расширения), т. е.

$X_h = -\Delta T \sum_i c_{ih}^E a_i$. Поэтому пьезоэлектрич. часть (2)

примет вид $\Delta T \sum_i e_{mi} a_i$, где $e_{mi} = \sum_h d_{mh} c_{ih}^E$ — пьезоэлектрич. константа. Учитывая, что поле E_k в экспериментальных условиях обычно равно нулю вследствие нейтрализации поляризационных зарядов свободными зарядами, можно опустить первое слагаемое в (2). Тогда оставшиеся члены в (2) будут соответствовать изменению спонтанной поляризации за счет механич. напряжения и изменения темп-ры:

$$\Delta P_{0m} = \Delta T \left(\sum_i e_{mi} a_i + p'_m \right) \equiv \Delta T (p''_m + p'_m), \quad (3)$$

где $p''_m = \sum_i e_{mi} a_i$ — компонента пьезоэлектрич. константы, соответствующая деформации. Эта пьезоэлектрич. часть всей пьезоэлектрич. поляризации соответствует вторичному пьезоэлектрич. эффекту. Полная пьезоэлектрич. константа p_m , согласно (3), равна:

$$p_m = p'_m + p''_m = \Delta P_{0m} / \Delta T; \quad (4)$$

здесь m — направление одной из кристаллографич. осей кристалла. Для первичного пьезоэффекта m , как правило, имеет только одно значение. Константа $p_m > 0$, если возрастание темп-ры вызывает пьезоэлектрич. поляризацию в направлении, принятом за положительное для данного кристалла.

Пьезоэлектрич. константы определялись для ряда кристаллов. Наиболее исследованы в этом отношении турмалин и сегнетова соль (см. табл.).

Пьезоэлектрическая постоянная p турмалина (в эд.ст.ед./град · см²).

Цвет	Темп-ра (°C)		
	−250	+20	+648
Желто-зеленый	0,08	1,28	1,86
Розово-красный	0,08	1,31	1,94
Сине-зеленый	0,04	1,06	1,52

Полная пьезоэлектрич. константа сегнетовой соли имеет экстремальные значения в точках Кюри, уменьшаясь до нуля и изменяя знак в области 5°C; вблизи 18°C $p \sim 50$ эд.ст.ед./град · см². На основании ур-ния (4), пользуясь экспериментальными значениями p между точками Кюри, можно построить зависимость P_0 от T для сегнетовой соли (в точках Кюри $P_0 = 0$). Эта зависимость согласуется с кривой $P_0(T)$, полученной из др. данных (см. рис.). Для разделения констант p'_m и p''_m в (3) и (4) надо знать не только p_m , но

также и пьезоэлектрич. константы и коэфф. теплового расширения. Современные данные говорят о том, что вторичный пьезоэлектрич. эффект в турмалине и сегнетовой соли преобладает над первичным [1].

В пьезоэлектрич. кристаллах может наблюдаться обратный, т. н. электрокалорический эффект — изменение темп-ры пьезоэлектрика, вызванное изменением величины электрич. поля (например, при внесении пьезоэлектрика в электрич. поле) [1, 6]. Для элементарного объема изменение энергии кристалла $dU = TdS + EdP$ или $d(U - EP) = TdS - PdE$. Отсюда следует, что $\left(\frac{\partial T}{\partial E}\right)_S = -\left(\frac{\partial P}{\partial S}\right)_E$. Из этого соотношения легко получается выражение для электрокалорич. коэфф.:

$$q = \frac{\partial T}{\partial E} = -\frac{pT}{\rho C}, \quad (5)$$

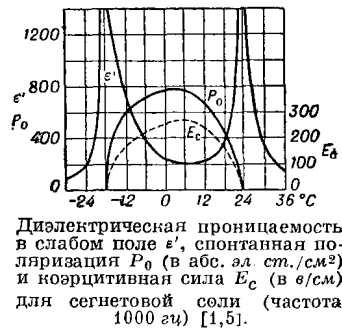
где $p = \partial P_0 / \partial T$ — пьезоэлектрич. константа, ρ — плотность, C — удельная теплоемкость, J — механич. эквивалент тепла. Соотношение (5) можно также получить, взяв производную от Φ по T [1]. Из (5) следует, что когда $p > 0$, то $q < 0$, так что положительное приращение ΔE ведет к уменьшению темп-ры кристалла. Для турмалина $q = -1,4 \cdot 10^{-5}$ град/эд.ст.ед. П. П. Кобеко и И. В. Курчатов впервые предсказали электрокалорич. эффект в сегнетовой соли и экспериментально показали, что в этом случае q вблизи точек Кюри во много раз больше, чем для турмалина.

Существующие молекулярные или атомные теории П. не вышли еще из начальной стадии своего развития. Наиболее последовательной из них является теория М. Борна [7]. Характерная особенность П. — его связь с ангармоничностью колебаний кристаллич. решетки.

Помимо рассмотренного П., наз. векторным, различают еще т. н. тензорное П. — появление небольших зарядов одинаковых знаков на ребрах кристалла по концам определенных осей при неравномерном нагревании. Упоминаемое в литературе [8, 9] отождествление пьезоэлектриков с *электретами* не совсем правильно, так как поляризация электретов не является термодинамически устойчивой величиной. Пьезоэлектрич. эффект можно использовать в практич. целях для обнаружения инфракрасного излучения (можно измерить изменение темп-ры пьезоэлектрич. кристалла на величину $\sim 10^{-6}$ °C [1]).

Лит.: 1) Кэди У., Пьезоэлектричество и его практические применения, пер. с англ., М., 1949, гл. 3, § 23; гл. 7, § 103—106; гл. 29, § 515—525; гл. 31, § 545; 2) Кендиг В., Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, пер. с англ., М., 1960, гл. 1, § 1; 3) Флинт Е. Е., Начала кристаллографии, М., 1952, гл. 6, с. 74—75; гл. 17, с. 220—23; 4) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1957 (Теор. физика), гл. 2, § 13; 5) Мэзон У., Пьезоэлектрические кристаллы и их применения в ультразвуке, пер. с англ., М., 1952, гл. 3, § 2; 6) Дебай П., Зак Г., Теория электрических свойств молекул, Л.—М., 1936, гл. 4, § 21; 7) Борн М., Гёпперт-Мейер М., Теория твердого тела, Л.—М., 1938, гл. 4, § 32, с. 232—34; 8) Зоммерфельд А., Электродинамика, пер. с нем., М., 1958, гл. 2, § 11, с. 115—17; 9) Жданов Г. С., Физика твердого тела, М., 1962, гл. 9, § 1. А. Н. Губкин.

ПИРРОТИН (магнитный колчедан) — минерал состава Fe_{1-x}S . Содержит в виде примесей Ni, Co, Cu и др. Обычно встречается в виде зернистых агрегатов, образующих сплошные массы, или в виде



вкраплений зерен неправильной формы. Редко дает кристаллы таблитчатого, столбчатого или пирамидального облика. Симметрия гексагональная. Пространственная группа $D_{6h}^4 - C6/mmc$. Параметры элементарной ячейки (в Å): $a = 3,44$, $c = 5,69$. По мере увеличения дефицита железа величина элементарной ячейки уменьшается: для $Fe_{23}S_{33}$ $c = 5,798$, для Fe_8S_7 $c = 5,661$. Чаще всего встречаются П. состава от Fe_6S_7 до $Fe_{11}S_{12}$. Испытывает полиморфные превращения при темп-рах $130-140^\circ$ и $320-330^\circ$ С. При $x \approx 0,113$ становится моноклинным. Для моноклинной фазы (в Å): $a = 5,94$, $b = 3,43$, $c = 5,68$. Угол моноклинности $\beta = 90^\circ 30'$. Для высокотемпературного ($t_{пер} = 130^\circ$) ромбич. П. $a : b : c = 0,579 : 1 : 0,927$. Гексагональный П. имеет несовершенную спайность по призме и весьма несовершенную по базису. Хрупок, твердость по Моосу 3,5—4,5. Уд. вес 4,58—4,70 г/см³ (вычисленный — 4,69 г/см³). Непрозрачен; блеск металлический; цвет бронзово-желтый с бурой побелостью; $t_{пл} 1170^\circ$ С. Теплота образования ок. 20 ккал. Двойникование по {1012}. Хороший проводник электричества. Магнитен. Магнитная восприимчивость и др. магнитные свойства изменяются в широком интервале в зависимости от состава. Гексагональные П., относительно бедные серой, парамагнитны; богатые серой разнородности — ферромагнитны. Магнитность теряется при нагревании выше 346° С. Моноклинные П. состава от $Fe_{16}S_{17}$ до Fe_5S_4 ферромагнитны, причем магнитная проницаемость повышается с увеличением содержания серы. Направление наибольшего намагничивания [1120]. М. О. Кляй.

ПИ-СВЯЗЬ (п-связь) — хим. связь, образованная п-электронами. См. Сигма-связь.

ПИСТОНФОН — прибор для проведения абсолютной градуировки измерительных приемников звука (микрофонов или гидрофонов) при низких звуковых частотах. В литературе этот прибор наз. также насосом, метод градуировки — методом насоса. П. состоит из полости, в к-рую помещается градуируемый приемник (или только его чувствительная мембрана), и поршня, совершающего возвратно-поступательное движение и этим вызывающего сжатия и разрежения воздуха в полости П. Часто роль поршня выполняет диффузор электродинамич. системы. Величина звукового давления рассчитывается по ф-ле $p = \gamma p_0 S u / V$ (где u — перемещение поршня площади S ; V — объем полости, p_0 — атм. давление, $\gamma = c_p / c_v$ — отношение теплоемкостей газа) при условии, что стенки П. и градуируемый приемник могут считаться жесткими, а все размеры полости П. малы по сравнению с длиной волны. Величина u обычно измеряется микроскопом. На самых низких частотах (единицы и доли гц) нарушается нормальный адиабатич. закон деформации газа из-за охлаждающего влияния стенок, что приводит к необходимости вносить термодинамич. поправку при расчете давления [2]. Погрешность, связанная с частичным увлечением жидкости — смазки в зазоре, снижается применением дифференциального поршня [3]. Современный П. имеет вид портативного прибора: напр., у П. типа 4220 Б.-К. вместе с батареями для питания поршня длина 230 мм, диам. 36 мм, вес 0,7 кг. Этот П. обеспечивает точность 0,2 дБ при градуировке микрофонов и шумомеров на частоте 250 гц. Применение П. с водой для градуировки гидрофонов наталкивается на значительные трудности из-за недостаточной жесткости стенок полости и малой сжимаемости воды.

Лит.: 1) Беранек Л., Акустические измерения, М.—Л., 1956; 2) Русаков И. Г., Термодинамическая поправка в методе насоса, «Тр. Комиссии по акустике», 1955, сб. 8, с. 76—81; 3) M e r h a u t J., V l e e k M., Pistonphone with differential piston, «J. Acoust. Soc. America», 1958, v. 30, № 4, p. 263. И. Г. Русаков.

ПИТО ТРУБКА — прибор для измерения динамич. напора текущей жидкости. Наз. по имени ее изобретателя А. Пито (А. Pitot). Подробнее см. Трубки гидрометрические.

ПЛАВАНИЕ ТЕЛ — состояние равновесия твердого тела, частично или полностью погруженного в жидкость (или газ). Основная задача теории П. т. — определение положений равновесия тела, погруженного в жидкость, и выяснение условий устойчивости равновесия. Простейшие условия П. т. указывает Архимедов закон.

Основные понятия теории П. т.: 1) водоизмещение тела, равное весу воды, вытесненной телом в состоянии равновесия; 2) плоскость возможной грузовой ватерлинии — всякая плоскость, отсекающая от тела объем V , вес воды в к-ром равен водоизмещению тела; 3) поверхность грузовой ватерлинии — огибающая плоскостей возможных грузовой ватерлиний; 4) центр водоизмещения — центр тяжести объема, отсекаемого от тела плоскостью возможной грузовой ватерлинии; 5) поверхность центров водоизмещений C — геометрич. место центров водоизмещений.

Положение равновесия П. т. находится из условия, что равнодействующая (расположенная всегда вертикально) сил давления жидкости на смоченную поверхность тела должна проходить через центр тяжести тела, через центр водоизмещения и быть ортогональной к поверхности C .

В положении равновесия нормаль, проведенная из центра тяжести тела G к поверхности C , должна быть вертикальна; число нормалей к поверхности C , проходящих через точку G , дает число возможных положений равновесия плавающего тела. Среди этих положений часть устойчива, а часть неустойчива. Если центр тяжести тела при П. т. находится выше метacentра, то найдутся такие малые смещения тела, к-рые в результате возникновения пары сил (при сохранении объема погруженной части тела), состоящей из силы Архимеда и веса тела, удалят тело от положения первоначального равновесия. Если же центр тяжести тела будет лежать ниже самого низкого метacentра, то благодаря противоположному действию указанной выше пары всякое уклонение тела от положения равновесия не будет увеличиваться с течением времени, и положение равновесия будет, в силу этого, устойчивым. Отсюда получается простой признак устойчивости данного положения П. т.: плавающее тело находится в положении устойчивого равновесия, если расстояние от точки G до поверхности C , измеренное по направленной вертикально вниз нормали к поверхности C , будет минимальным.

Лит.: Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.—Л., 1952.

ПЛАВИКОВЫЙ ШПАТ — минерал химич. состава CaF_2 , то же, что флюорит.

ПЛАВЛЕНИЕ — переход твердого кристаллич. вещества в жидкое состояние, происходящий с поглощением теплоты (фазовый переход первого рода). При постоянном внешнем давлении p П. происходит при определенной темп-ре $T_{пл}$, наз. температурой плавления. Зависимость $T_{пл}$ от p дается Клапейрона — Клаузиуса уравнением $dT/dp = T_{пл} \Delta v / \Delta H_{пл}$, где $\Delta v = v_{ж} - v_{тв}$ — изменение уд. объема при П., $\Delta H_{пл}$ — уд. теплота плавления (см. кривую AD или AD' , на рис. 1). Для П. кристаллич. тела к нему должно быть подведено (при $T = T_{пл}$) количество теплоты, равное $\Delta H_{пл}$, умноженной на массу плавящегося тела. Термодинамич. движущей силой П. является отклонение твердой и жидкой фаз от равновесия при $T_{пл}$, вызванное подведением к системе теплоты. Мерой этого отклонения служит разность химических потенциалов $\mu_{ж} - \mu_{тв}$. При П.

$\mu_{ж} - \mu_{тв} < 0$, т. е. термодинамически стабильна жидкая фаза. П. сопровождается скачкообразным изменением внутренней энергии и ему отвечает резкий максимум на кривой темп-ной зависимости теплоемкости c (когда $T = T_{пл}$, $c_p \rightarrow \infty$). Однако теплоемкости c_p и c_v расплава вблизи $T_{пл}$ мало отличаются от c_p и c_v твердого тела. Процесс, обратный П., — кристаллизация — в равновесных условиях происходит при той же $T_{пл}$ и с выделением того же количества теплоты, которое поглощается телом при П. Некоторые вещества со сложным молекулярным строением, например *стекла*, *смолы*, *полимеры* (при комнатной T — переохлажденные жидкости), при нагреве постепенно размягчаются и не имеют определенной $T_{пл}$. Процесс, приводящий к П. кристаллич. тел при сообщении им теплоты, с микроскопич. точки зрения состоит в следующем. Сообщенная теплота увеличивает энергию колебаний атомов (молекул) тела, что проявляется в повышении его темп-ры. С возрастанием T увеличивается концентрация *вакансий* в кристаллич. решетке тела в соответствии с ур-нием $n/N = \exp(-Q/kT)$, где n/N — доля вакантных узлов, Q — энергия активации образования вакансий, k — Больцмана постоянная. При $T_{пл}$ концентрация вакансий достигает критич. значения и решетка распадается на легкоподвижные субмикроскопич. области, имеющие обычно то же расположение атомов, что и исходный кристалл, но статистически беспорядочно ориентированные друг относительно друга. Теплота, поступающая при П. извне, затрачивается на некоторое ослабление межатомных связей и образование вакансий при разделении кристалла на субмикроскопич. области и не увеличивает энергию тепловых колебаний атомов, вследствие чего T тела в процессе П. сохраняется постоянной. Дальнейший подвод теплоты к уже расплавленному телу (жидкости) вновь ведет к повышению энергии тепловых колебаний атомов или молекул и к монотонному повышению T жидкости (рис. 2).

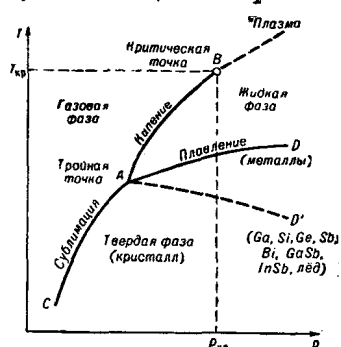


Рис. 1. Диаграмма состояния одноконтонентной системы.

пич. точки зрения состоит в следующем. Сообщенная теплота увеличивает энергию колебаний атомов (молекул) тела, что проявляется в повышении его темп-ры. С возрастанием T увеличивается концентрация *вакансий* в кристаллич. решетке тела в соответствии с ур-нием $n/N = \exp(-Q/kT)$, где n/N — доля вакантных узлов, Q — энергия активации образования вакансий, k — Больцмана постоянная. При $T_{пл}$ концентрация вакансий достигает критич. значения и решетка распадается на легкоподвижные субмикроскопич. области, имеющие обычно то же расположение атомов, что и исходный кристалл, но статистически беспорядочно ориентированные друг относительно друга. Теплота, поступающая при П. извне, затрачивается на некоторое ослабление межатомных связей и образование вакансий при разделении кристалла на субмикроскопич. области и не увеличивает энергию тепловых колебаний атомов, вследствие чего T тела в процессе П. сохраняется постоянной. Дальнейший подвод теплоты к уже расплавленному телу (жидкости) вновь ведет к повышению энергии тепловых колебаний атомов или молекул и к монотонному повышению T жидкости (рис. 2).

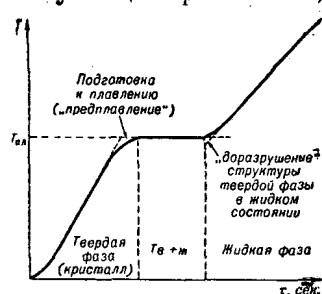


Рис. 2. Темп-ная остановка при плавлении кристаллич. тела. По оси абсцисс отложено время t , пропорциональное равномерно подводимому к телу количеству теплоты.

Большинство кристаллических тел плавится без изменения ближнего порядка в расположении атомов. Небольшое (на 2—6%) увеличение их объема при П. обусловлено разрушением границ между упорядоченными областями. $T_{пл}$ таких веществ с возрастанием p повышается (рис. 1 — линия AD или рис. 3, а). Однако нек-рые вещества (напр., Si, Ge, Ga, Sb, Bi, полупроводниковые соединения типа $A_{III}B_{V}$ — InSb, GaSb и др., лед и т. д.) плавятся с уменьшением объема вследствие повышения координационного числа и плотности упаковки атомов при переходе к жидкому состоянию. Их $T_{пл}$ с увеличением p сначала повышается, а затем, начиная с тройной

точки, снижается (рис. 1 — линия AD' и рис. 3, б). Последнее обусловлено появлением при высоких p более плотных кристаллич. модификаций, одна из к-рых имеет структуру, соответствующую ближнему порядку жидкости.

Поскольку взаимное расположение атомов и расстояний между ними после П. у ряда веществ в основном сохраняются, многие физич. свойства таких веществ, обусловленные плотностью упаковки атомов, их тепловыми колебаниями, электронной структурой (напр., плотность, теплоемкость, электропроводность, теплопроводность и др.), при П. изменяются сравнительно мало. Однако, если П. сопровождается изменением электронного строения и типа связи, как, напр., у Si, Ge, Bi, свойства изменяются более радикально. Напр., многие полупроводники при П. переходят в металлич. состояние. Свойства кристаллич.

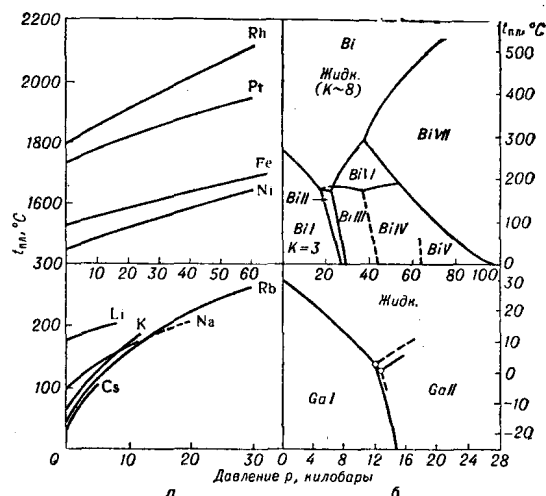


Рис. 3. Изменение $T_{пл}$ с повышением давления: а — щелочных металлов и переходных металлов VIII группы; б — висмута и галлия.

тел, обусловленные несовершенствами их строения (вакансиями и дислокациями), при П. изменяются очень резко: критич. напряжение сдвига при статич. нагрузках становится близким к нулю, вещество приобретает способность течь (подробнее см. *Жидкости*). Механич. свойства, характеризующие сопротивление пластич. деформации и разрушению, при приближении к $T_{пл}$ резко падают, а характеристики вязкого течения (ползучесть, внутреннее трение) столь же сильно возрастают. Т. к. П. связано с нек-рым ослаблением межатомных связей, $\Delta H_{пл}$ составляют лишь 3—4% от теплот *сублимации* веществ, соответствующих полному разрыву этих связей. $T_{пл}$ и $\Delta H_{пл}$ кристаллич. тел, так же как и темп-ры их кипения и теплоты *сублимации*, могут служить характеристиками энергии межатомных связей. $T_{пл}$ и $\Delta H_{пл}$ элементов в зависимости от их атомного номера обнаруживают ярко выраженную двойную периодичность (рис. 4, а и 4, б). Максимумы этих величин для элементов с заполняющимися s^2p^6 -оболочками отвечают ковалентным кристаллам IV группы (C, Si и Ge), имеющим структуру типа алмаза (см. *Алмаз структура*). Для переходных металлов с заполняющейся d^{10} -оболочкой максимумы соответствуют металлам VI группы (Cr, Mo, W). Минимумы $T_{пл}$ и $\Delta H_{пл}$ отвечают инертным газам (He, Ne, Ar и др.) — элементам со слабой связью атомов *ван-дер-Ваальсовыми силами*. Из ионных соединений наиболее тугоплавки окислы Be (2570°),

Mg (2800°), Ca (2600°), Y (2410°), Zr (2550°), U (2800°), Th (3050°) и др., характеризующиеся простыми структурами и малыми межатомными расстояниями (все темп-ры в °C). Весьма тугоплавкие многие карбиды, нитриды, бориды и силициды переходных металлов, напр. NiC и TaC с $T_{пл} \sim 4000^\circ$.

П. сплавов обычно происходит в интервале температур. T начала и конца П. сплавов изображаются линиями солидуса и ликвидуса на диаграмме состояния соответствующей системы (см. *Состояния диаграмма*). Они определяются экспериментально, но могут быть приблизительно оценены также теоретически по кривым изобарных термодинамич. потенциалов, вычисленных по известным $T_{пл}$ и $\Delta H_{пл}$ компонентов.

При постоянной T плавятся соединения, сплавы эвтектич. состава и твердые растворы, состав к-рых

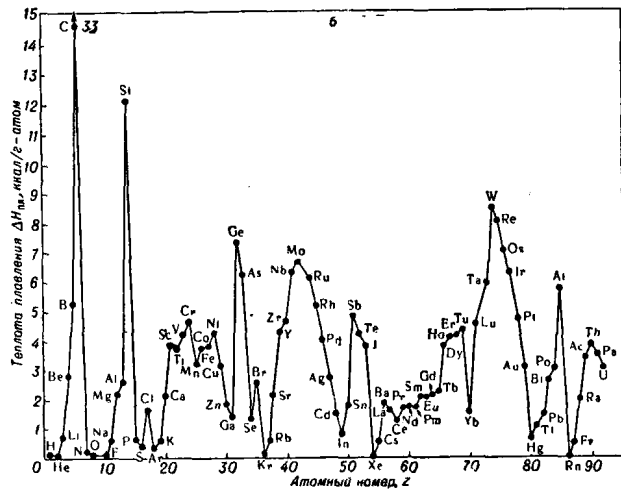
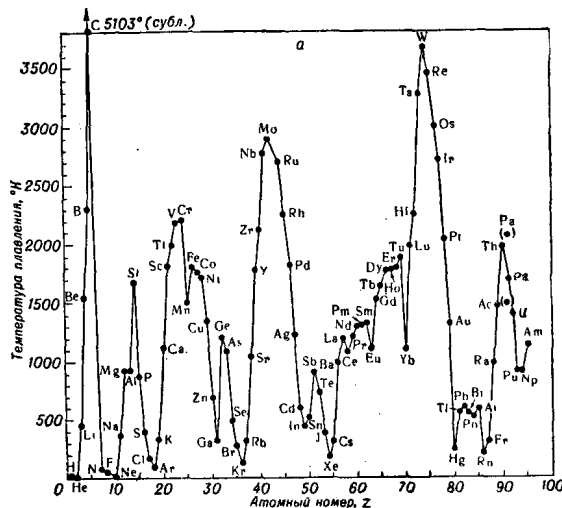


Рис. 4. а — зависимость темп-ры плавления элементов от их атомного номера Z ; б — зависимость теплоты плавления элементов от их атомного номера Z .

отвечает минимуму или максимуму на кривых солидуса и ликвидуса. Жидкие сплавы обычно сохраняют ближний порядок, свойственный им в кристаллич. состоянии. При этом твердые растворы при П. образуют однородные жидкие расплавы с атомным перемешиванием компонентов, а расплавы эвтектик и соединений с открытым максимумом имеют гетерогенное строение и состоят из субмикроскопич. областей, имеющих ближний порядок, свойственный компонентам и соединениям. Так, на рентгенограмме жидкой эвтектики Pb — Sb обнаруживаются линии, соответствующие свинцу и олову; а в расплавах соединений наряду с жидким раствором компонентов имеются признаки существования субмикроскопич. областей с ближним порядком соединения. Микрорегулярным строением таких расплавов объясняются многие их физ.-хим. свойства (см. *Эвтектика, Сплавы*).

Лит.: 1) Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М. — Л., 1946; 2) Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, М., 1945, гл. 3, 4; его же, Собр. избр. трудов, т. 3, М., 1959; 3) Данилов В. И., Строение и кристаллизация жидкости, Киев, 1956; 4) Фишер И. З., Теория жидкого состояния, «УФН», 1953, т. 51, вып. 1, с. 71; 5) Бриджмен П., Физика высоких давлений, пер. с англ., М. — Л., 1935; 6) Фишер И. З., Статистическая теория жидкостей, М., 1961; 7) Строение и физические свойства вещества в жидком состоянии. Материалы совещания, Киев, 1954; 8) Дискуссия о структуре и свойствах жидких металлов, «Изв. АН СССР. Отд. техн. н. Металлургия и топливо», 1960, № 6, 1961, № 3; 9) Жидкие металлы и их затвердевание. Сб. статей, пер. с англ., М., 1962; 10) Bundy F. P., Strong H. M., Behavior of metals at high temperatures and pressures, в кн.: Solid state physics, v. 13, N. Y. — L., 1962, p. 81. В. К. Григорович.

ПЛАЗМА. Содержание:

I. П. в природных и лабораторных условиях	16
II. Кинетика столкновений в П.	16
Движение заряженных частиц во внешнем поле. — Кинетика полностью ионизованной П.	
III. Магнитогидродинамическое описание П.	18
IV. Малые колебания П.	19
Ленгмюровские колебания — Ионно-звуковые колебания. — Затухание Ландау. — Поперечные волны в П. — Колебания П. в магнитном поле. — Пространственная дисперсия. — Пушковая неустойчивость. — Колебания неоднородной П.	
V. Устойчивость П.	21
VI. Нелинейные процессы в П.	22
VII. Диагностика П.	23

Введение

П л а з м а — ионизованный газ с достаточно высокой концентрацией заряженных частиц, обладающий свойством квазинейтральности, т. е. содержащий практически одинаковые количества положительных и

отрицательных зарядов. Минимальная плотность заряженных частиц, начиная с к-рой можно говорить о П. как таковой (в отличие от простого собрания отдельных, не взаимодействующих между собой частиц), определяется из неравенства $L \gg D$, связывающего характерный размер системы L с характерным «плазменным» размером D — так называемым дебаевским радиусом экранирования, равным: $D = (\sum_j 4\pi e_j^2 n_j / T_j)^{-1/2}$, где e_j — заряд, n_j — плотность,

T_j — темп-ра (в эргах) частиц сорта j (суммирование проводится по всем сортам частиц). Физич. смысл D можно уяснить, напр., из выражения для потенциала ϕ , создаваемого малым заряженным телом, или просто ионом с зарядом q в П.: $\phi = (q/r) \exp(-r/D)$. D — это то расстояние, на к-ром происходит экранирование кулоновского поля любого заряда П.; причиной этого экранирования является преимущественная группировка вокруг любого заряда заряженных частиц противоположного знака, приводящая к нейтрализации всей этой системы на расстоянии $\sim D$. Таким образом, можно более точно определить П., как квазинейтральный коллектив, содержащий большое число заряженных частиц и занимающий область с линейными размерами $L \gg D$. При $L \gg D$ сколько-нибудь заметное нарушение квазинейтральности П. оказывается невозможным вследствие возникновения в ней больших восстанавливающих электр. полей.

Нарушение квазинейтральности П. происходит только при резких скачках плотности вблизи границы

П. на расстоянии $\sim D$ (глубина проникновения внешнего электрич. поля также определяется дебаевским радиусом).

Дебаевский радиус — один из важнейших параметров П. Он служит характеристикой взаимодействия частиц и в микроскопич. отношении, а именно, отношение потенциальной энергии двух заряженных частиц, расположенных на среднем межчастичном расстоянии $n^{-1/3}$, к их кинетич. энергии (т. е. величина $\sim e^2 n^{1/3} / T$) имеет порядок величины $N^{-2/3}$, где $N = \frac{4}{3} \pi n D^3$. Величина N — общее число заряженных частиц в сфере радиуса D , — наз. дебаевским числом. Если N велико, то П. — газовая, т. е. в термодинамич. отношении ее можно рассматривать как идеальный газ с ур-нием состояния $p = nT$. В большинстве случаев, важных с научной или практич. точек зрения, приходится иметь дело именно с «газовой» П., и только для такой П. развита теория.

Взаимодействие заряженных частиц П. посредством дальнедействующих кулоновских сил приводит к ряду качественных особенностей П., отличающих ее от обычного газа и дающих основание считать ее особым, «четвертым» состоянием вещества. Сюда относятся сильное взаимодействие П. с внешними электрич. и магнитными полями, связанное с ее высокой электропроводностью, и специфич. коллективное взаимодействие частиц П. через т. н. *самосогласованное поле*. Благодаря далекому взаимодействию П. является своеобразной упругой средой, в к-рой легко возбуждаются и распространяются различные шумы, колебания и волны, гораздо более многообразные, чем в обычном газе нейтральных частиц.

Отношение концентрации заряженных частиц к полной концентрации частиц α наз. степенью ионизации П. В зависимости от α различают слабо ионизованную П. (при $\alpha \sim$ долей %), умеренно ионизованную ($\alpha \sim$ неск. %) и полностью ионизованную. Уже в умеренно ионизованной П. кулоновские столкновения заряженных частиц между собой начинают преобладать над их столкновениями с нейтральными атомами.

I. П. в природных и лабораторных условиях.

В земных природных условиях непосредственно у поверхности Земли П. — довольно редкое явление. В верхних слоях атмосферы, в большей степени подвергающихся воздействию ионизирующих агентов, постоянно присутствует слабоионизованная П. — *ионосфера*, а еще дальше, в космич. пространстве, П. вообще представляет собой наиболее распространенное состояние вещества. Солнце, горячие звезды, нек-рые межзвездные облака, имеющие высокие темп-ры, состоят из полностью ионизованной П. (при очень высокой темп-ре любое вещество находится в состоянии П.). Поэтому многие проблемы астрофизики связаны с выяснением физич. свойств П.; именно астрофизике обязана своим происхождением магнитная гидродинамика, описывающая многие процессы в П.

В лабораторных условиях с П. приходится иметь дело в различного рода газовых разрядах, в газоразрядных лампах, *ионных источниках*, в установках для электромагнитного разделения изотопов. Ускорение П. с помощью плазменных пушек (инжекторов) позволяет использовать П. как рабочее тело в реактивных двигателях (см. *Электрореактивные двигатели*). П. может быть использована для прямого превращения тепловой энергии в электрическую в магнитогиродинамич. генераторах и плазменных тепловых элементах (см. *Плазменные источники электрической энергии*).

Сильное влияние магнитного поля на процессы переноса в П. лежит в основе исследований управляемых *термоядерных реакций*. Здесь главная задача

состоит в отыскании условий устойчивого удержания и нагрева (термоизоляции) высокотемпературной П. с помощью магнитных полей. Для удержания П. применяются *магнитные ловушки* и тороидальные разряды с продольным магнитным полем.

В магнитных ловушках сравнительно разреженная П. удерживается внешним магнитным полем спец. (иногда довольно сложной) конфигурации. В системах с плазменными шнурами определяющую роль в удержании П. играет самостягивание П. магнитным полем протекающего по ней тока (см. *Самостягивающийся разряд*).

Различного рода плазменные эффекты проявляются также в металлах и полупроводниках (см. *Плазма твердых тел*).

II. Кинетика столкновений в П.

Обычно П. создается ионизацией нейтрального газа. Как правило, ионизация газа — сложный кинетич. процесс, и поэтому полное исследование физ. явлений в П. должно включать в себя изучение элементарных актов взаимодействия между частицами. Количественной мерой вероятности этого взаимодействия служит т. н. сечение σ . Через σ выражаются средняя длина свободного пробега $L = 1/n\sigma$ и среднее время между столкновениями $\tau = L/v$, где v — средняя (тепловая) скорость частиц. Времена столкновений определяют всю кинетику П.

В зависимости от того, какой именно механизм ионизации преобладает, можно различать: тепловую ионизацию, когда П. создается простым нагреванием веществ (напр., электрич. разрядом), фотоионизацию, ионизацию пучками частиц и т. д. Тепловая ионизация газа имеет место, напр., в мощных ударных волнах, когда темп-ра газа за фронтом достигает значений порядка неск. тысяч градусов. Далеко за фронтом такой волны устанавливается термодинамич. равновесие, и степень ионизации П. дается *Саза формулой*. На самом фронте П. не равновесна, и, следовательно, процесс ионизации определяется кинетикой столкновений между частицами.

В лабораторных условиях П. наиболее удобно создавать электрич. разрядом. Поскольку масса электронов m много меньше массы ионов M , то именно они переносят ток и получают энергию от внешнего электрич. поля. При упругих столкновениях с тяжелыми атомами или ионами электрон в каждом столкновении может передать только малую долю ($\sim m/M$) своей энергии. Поэтому темп-ра электронов в газовом разряде может значительно превышать темп-ру ионов. Такая П. наз. *неизотермической*. Электроны сталкиваются с атомами также и неупруго, что ведет либо к ионизации, либо к возбуждению последних. Если возбужденные атомы не успевают отдать излишек энергии излучением или ударами второго рода, то повторные столкновения с электронами могут перебросить их на более высокие энергетич. уровни, вплоть до ионизации. Такой процесс наз. *ступенчатой ионизацией*. При ионизации П. в ограниченных объемах, наряду с объемными процессами, заметную роль играет взаимодействие П. со стенками. Сюда относятся диффузия заряженных частиц к стенкам с последующей *рекомбинацией*, передача энергии стенкам за счет теплопроводности, распыление стенок и связанное с ним загрязнение П. примесями и т. д. При удержании высокотемпературной П. в магнитном поле, наряду с диффузией заряженных частиц, существ. роль в потерях энергии играют процессы перезарядки ионов, благодаря к-рым «горячие» ионы после столкновения с «холодными» атомами нейтрального газа, становясь нейтральными, перестают удерживаться магнитным полем и вылетают на стенку.